



~~10/11~~
T Hb

29 DIC 1998



Universidad Nacional de La Plata
Departamento de Física

De 3K a 10^{20} eV

TESIS DOCTORAL

LUIS ALFREDO ANCHORDOQUI

Dirigida por M.T. Dova

La Plata, 18 de Diciembre de 1998



FACULTAD DE
CIENCIAS EXACTAS
BIBLIOTECA DEL DEPARTAMENTO
DE FISICA

INVENTARIO Nº

Ex. 1000

FISICA

16 JUN 2015

DFC-TES

Reg. nuevo
00079

000046 (TESIS)

*A mi madre,
sin cuyo inagotable esfuerzo hubiera sido impensable llegar hasta aquí.*

Prólogo

El Universo, colmado de todo tipo de objetos interesantes y diversidad de fenómenos, representa el “zoológico” más fascinante y maravilloso que uno jamás pueda imaginar. La Astrofísica, engloba la búsqueda científica del entendimiento de estos objetos y fenómenos en términos de las leyes de la física, resultando, así, muy difícil imaginar a todos sus misterios descifrados por completo alguna vez. Los resultados experimentales han permitido dilucidar algunas de sus incógnitas pero al mismo tiempo han contribuido con nuevos, y tal vez más intrigantes, porques. Tal es el caso del descubrimiento del fondo de radiación de microondas en 1964 por Penzias y Wilson. Éste permitió el afianzamiento del modelo de la “gran explosión”, sin embargo, años más tarde, luego de la detección de partículas con energías por encima de 10^{20} eV en las estaciones de Volcano Ranch, abrió las puertas a un nuevo misterio: el origen de los rayos cósmicos ultraenergéticos, tema central de esta Tesis doctoral.

Estas páginas reflejan parcialmente mi trabajo de los últimos años en el Departamento de Física de la Facultad de Ciencias Exactas de la Universidad Nacional de La Plata. La Tesis se encuentra dividida en cuatro partes. Las dos primeras, tienen una introducción donde se provee una síntesis del estado del conocimiento actual del aspecto que se estudia, las principales motivaciones para el estudio del mismo y los resultados que emergen de nuestro análisis. La tercera parte contiene las conclusiones de esta Tesis. Por último, se incluye un apéndice donde se resumen resultados a los que se hace referencia en los análisis empleadas en los capítulos centrales.

El improbable lector encontrará que a fin de una lectura más ágil, he optado por no traducir algunos términos técnicos, como por ejemplo *jet*, *branching ratio*, *gap*, *cut-off*, etc. Para no ofender a los puristas del idioma, están escritos en itálica. La excepción es *spin* que, por razones tradicionalistas del Departamento de Física, ha sido castellanizada como espín.

No puedo abrigar esperanza de que esta Tesis se halle totalmente libre de errores, pero estoy seguro de que es mucho más clara y precisa de lo que hubiese sido sin toda la generosa ayuda que tuve la fortuna de recibir.

Quiero expresar mi sincero agradecimiento a María Teresa Dova, quien tuvo la responsabilidad de dirigirme en este trabajo con gran dedicación y empeño. Una de las enseñanzas básicas de esta tarea lo constituye a mi entender la experiencia compartida entre el estudiante y su director; ésta, por cierto, fue para mi grata y sin duda sumamente provechosa. En los momentos difíciles, en los que el trabajo parecía trabarse, “Terry” junto a Luis Epele estuvieron siempre dispuestos a darme una mano. También quisiera reconocerles su preocupación por la continuación de mi carrera más

allá de este período de doctorado. Por todo esto, a los dos, gracias.

Pocas tareas intelectuales deben ser tan ingratas como leer por encargo. Mis amigos, Daniel Gómez Dumm y Diego Torres soportaron con paciencia la lectura de mis primeros manuscritos, mostrándome aspectos importantes en los que en un principio no reparé, y sugiriéndome cambios que, invariablemente, fueron para bien.

Tuve el placer de compartir las discusiones más asombrosas junto al *Wormhole team* de la UNLP: Ileana Andruchow, Gabriela Grunfeld, Santiago Perez Bergliaffa, Gustavo Romero, Diego Torres y “Martita” Trobo. Un “sabor” especial tuvieron sin lugar a dudas aquellas que compartí con mi amigo Santiago (Johnnie Walker en mano) en Buenos Aires News.

A Jorge Combi, José Edelstein, Quique Gamboa, Pablo Lacentre, Adrian “Petit” Lugo, Virginia Manías, Diana Monteoliva, Carlos Naón, Carlos Nuñez, Mariela Portesi, Esteban Roulet, Sergio Sciutto, Silvana Stewart y John Swain les debo varias horas de enriquecedoras discusiones. Los datos obtenidos por los experimentos Fly’s Eye y AGASA fueron cedidos gentilmente por Carlos Hojvat.

Deseo agradecer además a los profesores, Graciela Birman, Osvaldo Civitarese, Horacio Falomir, Huner Fanchiotti, Carlos García Canal, Franjo Krmpotić, Angel Plastino, Graciela Punte, Mariel Santángelo, Fidel Schaposnik y Héctor Vucetich, principales acreedores de mi formación profesional de pre- y postgrado. Debo reconocer además que mi trabajo se vio sumamente facilitado por la excelente asistencia bibliotecaria de Adriana Rocca.

Finalmente quiero agradecer a “Bebito”, por su particular apoyo en la preparación de las transparencias, y a mis amigos, quienes, de una forma u otra, apoyan diariamente mis locuras. Entre ellos deseo mencionar especialmente a Fabio Zyserman con quien compartí además innumerables charlas de física y matemática, algunas de las cuales contribuyeron al desarrollo de esta Tesis.

Si no fuera por el apoyo y el estímulo incondicional de mi familia (Gaby, el tío “Oa” y Mamucha) jamás podría haber realizado este trabajo, a ellos les debo la realización de esta Tesis.

Índice General

I	Propagación de rayos cósmicos ultra-energéticos	9
1	El GZK <i>cutoff</i>	11
1.1	De Pierre Auger al Pierre Auger Project	11
1.2	Explorando las huellas del espectro de energía	13
1.3	Puntos de vista	18
2	Propagación de nucleones	23
2.1	Procesos de pérdida de energía en la propagación de UHECRs	23
2.1.1	Pérdidas por procesos adiabáticos	23
2.1.2	Influencia del MBR en la pérdida fraccional de energía	26
2.2	Modificaciones en el espectro de energía	30
2.2.1	Ecuación de evolución del espectro	30
2.2.2	Solución para una fuente puntual	32
2.2.3	Aproximación para un cúmulo de galaxias	36
3	Propagación de núcleos	39
3.1	Longitud de atenuación en energía de los núcleos ultraenergéticos	39
3.2	Una depresión antes del <i>bump</i> en el espectro de energía	49
II	Théorie des grandes gerbes de l'air	55
4	Fenomenología de colisiones hadrónicas	57
4.1	De la alta atmósfera a la superficie terrestre	57
4.2	Modelos hadrónicos	61
4.2.1	Procesos <i>soft</i>	61
4.2.2	<i>Minijets</i>	64
4.3	Inclusión de efectos nucleares	68
5	Interacciones hadrónicas en la última frontera de energía	73
5.1	Colisiones Hadrónicas	73

5.2 EAS	83
III Coda	95
IV Apéndices y Bibliografía	101
A	103
A.1 "Bottom up" models	103
A.2 Cen A	104
A.3 PKS 1333-33	106

Parte I

Propagación de rayos cósmicos ultra-energéticos

Capítulo 1

El GZK *cutoff*

Este capítulo tiene como propósito presentar un panorama general sobre la física de los rayos cósmicos ultra-energéticos.

1.1 De Pierre Auger al Pierre Auger Project

Uno de los mayores desafíos que propone la astrofísica de hoy en día, es comprender el origen de los rayos cósmicos ultra-energéticos, UHECRs (*ultra high energy cosmic rays*).

En la década del '10, en una serie de vuelos en globo, Victor Hess descubrió que la Tierra estaba inmersa en un mar de radiación cósmica ionizada [1]. Tres décadas después, Pierre Auger observó a nivel de la tierra lluvias de partículas producidas en la interacción en la alta atmósfera de rayos cósmicos extremadamente energéticos [2]. Basándose en el tamaño de estas lluvias, Auger concluyó que el espectro de las partículas primarias debería extenderse por encima de 10^{15} eV.

Los resultados más recientes han permitido la detección de partículas primarias a más de 10^{20} eV [3, 4, 5, 6], un millón de veces más energéticas que la mayor energía que puede ser obtenida por medio de los aceleradores terrestres. Esta sorprendente ampliación del rango de energías en el espectro es, sin duda, producto de los inmensos avances de la tecnología en la última mitad del siglo. En lo que atañe a los rayos cósmicos estos avances van, desde el lanzamiento de detectores y equipo sofisticado en globos de gas con destino a la alta atmósfera, hasta extensos observatorios en la superficie del planeta, pasando por ingeniosas expediciones de naves espaciales hacia el corazón del sistema solar (lejos de los efectos perturbadores de la atmósfera y la magnetósfera terrestre). Tales experimentos han permitido determinar las abundancias relativas, los espectros de energía y la distribución espacial

de una variedad de núcleos atómicos, de electrones y positrones, y de rayos X y rayos γ .

Hoy en día se conoce que alrededor del 90% de los rayos cósmicos son protones, un 9% partículas alfa y el resto núcleos pesados. Se sabe también que el apartamiento de la isotropía es $< 0.01\%$ para radiación de 5×10^{11} eV y del 1% para 10^{17} eV. La moderada cantidad de partículas provenientes de la fuente más obvia, el sol, se caracterizan por una asociación temporal con eventos violentos en la estrella y por consiguiente con una variabilidad rápida. En contraste, el grueso de los rayos cósmicos muestra una anticorrelación con la actividad solar, quedando su origen excluido de las cercanías del sol en los períodos en los que el viento solar (plasma magnetizado en expansión) es más intenso [7].

El primer experimento (Volcano Ranch) sobre UHECRs que permitió medir lluvias extensas de partículas, EASs (*extensive air showers*), fue llevado a cabo por Linsley en los Estados Unidos en la década del '60. En 1968 se construyeron los observatorios de Haverah Park en Inglaterra y SUGAR en Australia. En el '72 comenzó la operación de los experimentos de Yakutsk en Rusia, y Dugway en los Estados Unidos. En Japón, a mediados del '79, entró en operación el Akeno Air Shower Experiment, un arreglo que cubría un área de 1 km^2 y que actualmente se lo conoce como Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) luego de que fuera extendido a un área de 100 km^2 en 1990 [8]. En 1981, el grupo de la Universidad de Utah construyó el experimento Fly's Eye basado en la observación de la fluorescencia del nitrógeno excitada por los electrones de las EASs [9]. Las lluvias aparecen como rayas luminosas que cubren todo el cielo. Estudiando el desarrollo longitudinal del perfil de la cascada es posible inferir la energía de las partículas primarias. Los experimentos Volcano Ranch, Haverah Park, SUGAR y Fly's Eye ya no están en operación, y el área del arreglo del experimento Yakutsk ha sido reducida para estudiar en detalle la región de 10^{19} eV. Por lo tanto, AGASA es el único experimento en operación a energías del orden de 10^{20} eV. Existen, sin embargo, varios proyectos en preparación.

El grupo de la Universidad de Utah está llevando adelante el proyecto High Resolution Fly's Eye Detector (HiRes) que tendrá un considerable mejoramiento en la resolución de la energía [10]. La fase I del HiRes está en construcción. Esta consiste de dos estaciones, cada una de las cuales puede cubrir 240° en la dirección azimutal y 27° sobre el horizonte. Se espera que la apertura de las dos estaciones parciales sea alrededor de $3400 \text{ km}^2\text{sr}$ a 10 EeV . El HiRes en su totalidad está diseñado para tener una apertura de $10000 \text{ km}^2\text{sr}$, sin embargo, todavía no se consiguió su financiación. En Japón está en preparación el Telescope Array Project (TAP) [11]. Se planean construir más de 100 telescopios, cada uno de 3 m de diámetro, con una separación de

50 m. El *Space-Airwatch* es un proyecto para colocar detectores de fluorescencia sobre la *International Space Station* [12]. La NASA está estudiando la posibilidad de medir EHECRs por medio de un par de satélites orbitando la Tierra *OWL Orbiting Wide-angle Light collectors* [13].

El observatorio Pierre Auger, una colaboración internacional de treinta países, consistirá de detectores híbridos de superficie que, empleando dos técnicas complementarias para observar las EASs, cubrirá por completo la bóveda celeste [14, 15, 16, 17]. La construcción del primer observatorio, a ser instalado en Mendoza (Argentina), será iniciada en 1999. El proyecto contempla además la construcción de su gemelo en Utah (EE.UU.). Los arreglos constarán de 1657 detectores cada uno, separados alrededor de 1.5 km cubriendo, de este modo, un área de aproximadamente 3000 km² cada uno. Cada detector de superficie consistirá en un tanque de agua de 10 m² de área y 1.2 m de profundidad. Un sistema de teléfonos celulares permitirá la comunicación entre los detectores y el centro de control. En el centro del arreglo se instalarán 78 espejos de 4 m de diámetro (*Air fluorescence Eye*). Serán usados 256 fotomultiplicadores. Cada uno de ellos cubrirá un área de 1° en el cielo.

El proyecto Auger permitirá explorar el espectro de energía y la distribución angular de los rayos cósmicos, a energías $> 10^{19}$ eV, como función de la masa de las partículas primarias. Tales datos pondrán en evidencia el origen de los rayos cósmicos, la distancia a sus fuentes y la estructura e intensidad del campo magnético entre las fuentes y la Tierra. Más aún, mediante el uso de un subconjunto de datos (aquéllos que permitan determinar la masa con precisión), será posible obtener información de relevancia sobre la física de partículas a energías mucho mayores que las obtenidas mediante cualquier acelerador que pueda ser construido alguna vez en la Tierra.

1.2 Explorando las huellas del espectro de energía

El espectro de energía de las partículas primarias se extiende desde 1 GeV hasta más allá de 100 EeV, siguiendo una ley de potencias con pequeños cambios en la pendiente como puede apreciarse en la Fig. 1.1 [18].

Las regiones en donde ocurren dichos cambios se las conocen con el nombre de rodilla (alrededor de $10^{15.5}$ eV) y tobillo (entre 10^{18} y 10^{19} eV). Los flujos por encima de 10^9 eV, 10^{16} eV y 10^{20} eV son $\sim 1/\text{cm}^2\text{s}$, $\sim 1/\text{m}^2\text{yr}$, $\sim 1/\text{km}^2\text{century}$, respectivamente.

Existe un consenso general en que los rayos cósmicos de energías por

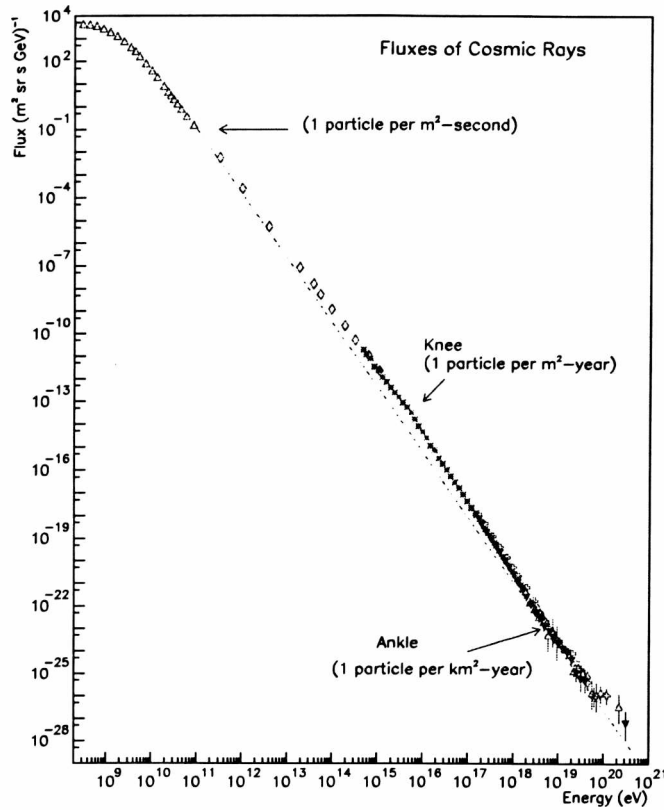


Figura 1.1: Conjunto de medidas del espectro diferencial de rayos cósmicos. Los puntos, obtenidos de resultados publicados por los experimentos LEAP, Proton, Akeno, AGASA, Fly's Eye, Haverah Park y Yakutsk fueron compilados por S. Swordy. La línea de puntos muestra la comparación con un espectro en ley de potencias E^{-3} .

debajo de la rodilla son producidos en la onda expansiva de una explosión de supernova en el medio interestelar.* Por el contrario, el origen de los rayos cósmicos de mayor energía sigue siendo un verdadero misterio. Una determinación más fiable de los espectros de energía de los diferentes tipos de núcleos, es indispensable para poder discriminar sobre algunos de estos modelos. Sea cual fuere el modelo, una completa descripción del espectro de energía, deberá necesariamente discutir la(s) razón(es) que define las regiones bien diferenciadas en el espectro.

El cambio en la pendiente a la altura de la rodilla podría estar asociado con una transición entre diferentes clases de rayos cósmicos galácticos, o con alguna característica de la propagación de los rayos cósmicos en la galaxia. Las fluctuaciones en las mediciones del cociente entre el número de muones y el número de electrones sugieren un cambio gradual hacia una fracción de núcleos pesados en el rango de energía entre 10^{15} y 10^{17} eV [20]. Existen dos modelos bastantes similares que pueden explicar esta característica [21, 22], son además incentivados por el hecho de que 100 TeV es la máxima energía esperada para la aceleración (de partículas) por medio de ondas de choque generadas por explosiones de supernova (cuyos entornos son ricos en núcleos pesados) en un medio interestelar standard [23].

Con respecto a la región del tobillo, éste podría estar asociado a una transición entre los rayos cósmicos con un origen galáctico y aquellos con un origen extragaláctico. El radio de Larmor en kiloparsecs (kpc) de un rayo cósmico (núcleo de carga Ze) que se propaga a través de un campo magnético $B_{\mu G}$ (en μ Gauss) esta dado por,

$$R_{\text{kpc}} \approx \frac{E_{18}}{Z B_{\mu G}} \quad (1.1)$$

donde E_{18} es la energía total de la partícula en unidades de 10^{18} eV. Dado que el disco galáctico es aún más fino que 1kpc, y los campos magnéticos son del orden de algunos μ G, si todos los rayos cósmicos provienen de fuentes que están en el disco, debería existir una tendencia en la dirección de llegada hacia el plano galáctico. Hasta el momento no existe evidencia de una estadística significativa para que la dirección de llegada de los rayos cósmicos se acumule a lo largo del plano galáctico. Es por tanto razonable suponer que las partículas con energías $> 10^{19}$ eV tienen un origen extragaláctico, aún en el caso de partículas pesadas como los núcleos de hierro ($Z = 26$) [24].

*Las estrellas que explotan como supernovas, estrellas de tipo O o B, son estrellas jóvenes y masivas que se forman en regiones densas llamadas Asociaciones OB. En dichas regiones existen muchas estrellas que producen fuertes vientos y éstos pueden aumentar la energía de inyección de las partículas [19].

Los requerimientos de los detectores para el estudio de la anisotropía son fuertemente dependientes de la energía. Se espera que por encima de 10^{20} eV la deflexión magnética en los protones producida por los campos magnéticos galácticos y extragalácticos sea pequeña. En términos cuantitativos, para una fuente situada a una distancia de L_{kpc} , la trayectoria de una partícula cargada en un campo magnético se ve curvada de modo tal que la desviación angular observada, respecto a la visión en línea recta hacia la fuente, es

$$\theta \approx 0.3^\circ \frac{L_{\text{kpc}} Z B_{\mu\text{G}}}{E_{20}} = 0.3^\circ \frac{L_{\text{Mpc}} Z B_{\text{nG}}}{E_{20}} \quad (1.2)$$

si la deflexión es razonablemente pequeña ($\text{sen}\theta \approx \theta$). Esta expresión es un resultado inmediato de la Ec. (1.1) usando $L = R\theta$. La energía E_{20} está en unidades de 10^{20} eV, la intensidad del campo magnético transversal a la dirección de movimiento está dado en μG (nG) cuando la distancia L es medida en kpc (Mpc), y Z es la carga de la partícula en unidades de e . Para distancias galácticas, la deflexión angular estimada que sufre un protón de 100 EeV es 0.3° , las deflexiones en distancias extragalácticas son aún mayores, dispersándose un protón que viaja ≈ 1 Mpc 0.3° . La desviación angular promedio de la dirección de llegada respecto de la línea de la visión hacia la fuente puede ser aproximada como el producto entre $\sqrt{L_{\text{Mpc}}}$ y la desviación angular en 1 Mpc [16]. Así, en 50 Mpc un protón de 10^{20} eV se deflectará 2.1° .

Los rayos cósmicos cargados podrían sufrir deflexiones a ángulos desconocidos respecto de la dirección original de la fuente. No obstante, un análisis sistemático de 143 eventos por encima de 2×10^{19} eV[†], reveló una distribución no uniforme en la dirección de llegada de los UHECRs [28]. Más aún, el análisis muestra una significativa correlación en la dirección de llegada con el superplano galáctico, una franja del cielo que corre desde el cúmulo de Virgo a través del grupo local de galaxias hasta el resto de galaxias cercanas como Centaurus A (Cen A), M82, NGC 253, etc. Las fuentes de radio de origen extragaláctico también se concentran en la dirección de este plano. Esta concentración se extiende al menos hasta corrimientos al rojo $z \sim 0.02$ [29]. Dicha correlación ha sido confirmada por los resultados de AGASA [30, 31] y en el análisis de [32]. Esto sugeriría de cierto modo asociaciones de los UHECRs con el cúmulo de Virgo [33].

Como se muestra en la Fig. 1.4, la dirección de llegada de los rayos cósmicos está concentrada alrededor del superplano galáctico, que contiene

[†]La elección de la energía umbral se determinó de acuerdo con la baja estadística existente, la cual incluye el conjunto completo de datos del experimento Haverah Park (contiene 73 eventos por encima de 2×10^{19}) [25], 25 eventos del experimento AGASA [6], 13 del Volcano Ranch [26] y 32 de los detectores de Yakutsk [27].

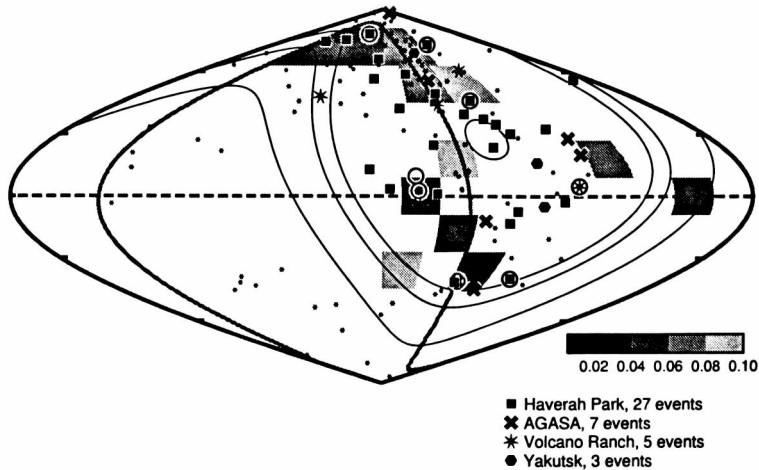


Figura 1.2: Dirección de llegada de los eventos de energía $> 4 \times 10^{19}$ eV.

también la mayoría de las radiogalaxias cercanas. Los eventos han sido graficados en coordenadas galácticas b_{II} y l_{II} centradas en el anticentro galáctico. l_{II} corre de 0 a 360 grados de derecha a izquierda. Los 8 eventos por encima de 10^{20} eV se muestran rodeados por un círculo. El sombreado indica la probabilidad estadística (P_l) de la densidad de detección de eventos por encima de 2×10^{19} eV debida a los 4 detectores. Con pequeños asteriscos se indica la posición de 118 radio-galaxias con un corrimiento al rojo $\leq z = 0.005$ según el catálogo NASA-IPAC.

Recientemente, el análisis del flujo de rayos cósmicos detectado por Fly's Eye [34] y AGASA [35] reveló una pequeña anisotropía en la dirección del plano galáctico a energías cercanas a 10^{18} eV, este análisis no sugiere ningún tipo de correlación con el superplano galáctico. Más aún, los datos más recientes [36] parecieran indicar que aún los eventos por encima de 10^{20} eV son consistentes con una distribución isotrópica (siempre y cuando a uno le este permitido hacer esta afirmación a partir de los 15 eventos excepcionales detectados hasta el momento en la Tierra) [37]. Fue también reportada, en estos últimos meses, una alta correlación de los cinco eventos más energéticos con cuasares (objetos compactos emisores de radio) [38].

Ahora bien, si de hecho los rayos cósmicos con energías $> 10^{18}$ eV tienen un origen extragaláctico, el fondo de radiación cósmica universal de 3K [39] debería tener profundas implicaciones en la propagación de éstos a través del medio intergaláctico. En efecto, las interacciones de los rayos cósmicos con el fondo de radiación de micro-ondas, MBR (*microwave background radiation*), determinan un corte abrupto en el espectro de energía alrededor de 10^{19} eV.

que se conoce como el Greisen-Zatsepin-Kuz'min (GZK) *cutoff* [40, 41].

El GZK *cutoff* impone severas restricciones sobre las distancias de propagación de los UHECRs, éstos no pueden provenir de distancias con corrimientos al rojo superiores a 0.03 (≈ 100 Mpc). Para estos tiempos de propagación, las desviaciones estimadas que deberían sufrir las partículas basadas en los datos actuales de los campos magnéticos se encuentran dentro de las barras de error de los experimentos, indicando que la dirección de llegada debería apuntar hacia la fuente. ¡No existen potentes radiogalaxias en esas direcciones! Sin embargo, si estas correlaciones fuesen confirmadas a partir de una estadística más completa, se corroboraría la hipótesis de que las poderosas radiogalaxias son la fuente de los UHECRs [42, 43].

1.3 Puntos de vista

El análisis de la EAS detectada por la estación del Volcano Ranch en febrero de 1962 reveló que el número total de partículas de la lluvia (Serie N° 2-4834) era del orden de 5×10^{10} , dos veces más extensa que la observada el año anterior (Serie N° 1-15832) [44]. La energía total de la partícula primaria generadora de este evento excepcional ha sido estimada en 10^{20} eV [45].

Más recientemente han sido detectadas extensas lluvias de partículas que indican la existencia de rayos cósmicos por encima de 10^{20} eV. En particular, el experimento AGASA reportó un evento con una energía $1.7\text{-}2.6 \times 10^{20}$ eV [4, 6], mientras que el experimento Fly's Eye detectó el evento más energético conocido hasta hoy en día en la Tierra, con una energía de $2.3\text{-}4.1 \times 10^{20}$ eV [3, 5].

Existen muchas especulaciones acerca de la naturaleza y el origen de estas partículas. Dos grandes incógnitas rodean a la aceleración de los UHECRs: la determinación de la fuente de poder que constituye el acelerador, y una convincente formulación para el mecanismo de aceleración.

Con respecto a los probables mecanismos de aceleración propuestos hasta el momento, uno puede distinguir entre dos grandes clases:

i) Las partículas cargadas, ya sean protones o núcleos pesados, son aceleradas mediante un mecanismo propuesto por Fermi [46] a altísimas energías, en los llamados modelos *bottom-up*. Este tipo de aceleración, conocido como aceleración difusiva, permite que partículas confinadas en una cierta región (con alguna probabilidad de escape) sean aceleradas a altísimas energías luego de repetidas dispersiones azarosas a través de un frente de onda inmerso en un plasma con turbulencia magnética [47]. Dicha aceleración estocástica determina un espectro que sigue una ley de potencias para energías muy por encima de las de inyección. Los lugares más favorables para este mecanismo

son ondas de choque actuando sobre escalas del orden del kpc generadas por ejemplo en núcleos galácticos activos, AGNs (active galactic nuclei), o en radio-galaxias (ver apéndice A) [48]. El modelo que supone a la aceleración difusiva de los rayos cósmicos ultraenergéticos asociado con los Gamma Ray Bursts [49, 50, 51] es, al menos, problemático [52, 53, 54].

ii) La segunda clase la integran los modelos usualmente llamados *top down*. Partículas primarias cargadas y neutras de altísima energía son generadas por decaimientos de partículas elementales supermasivas X relacionadas con los modelos de teorías gran unificadas (GUTs) [55, 56]. La fuentes de tales partículas son defectos topológicos (cuerdas cósmicas [57], aniquilación de monopolos magnéticos [58], *necklaces* [59], etc.) generados en los comienzos del universo debido a transiciones causadas por la ruptura espontánea de simetrías en las mencionadas teorías GUTs. Las partículas X con masas típicas del orden de 10^{24} eV decaen en leptones y quarks que se fragmentan en *jets* de hadrones. Como consecuencia se generan grandes cantidades de neutrinos ultraenergéticos (ver Sec. 2.1.1). Dado que la densidad de defectos topológicos es muy dependiente del modelo [60], la futura medición de los UHECRs impondría severos vínculos sobre la física más allá del modelo Standard. En particular, en aquellos modelos con espectros de inyección uniforme (como es de esperar en el caso de la aniquilación del monopolo) algunas restricciones respecto de las estimaciones analíticas previas ya han sido impuestas [61]. Los monopolos han sido sugeridos también como posibles primarios [62, 63] al igual que los uhecrons (partículas masivas estables fuertemente interactuantes) [64].

Las características más relevantes de estas fuentes exóticas son la existencia de un salto en el espectro alrededor de 10^{20} eV [65] y la extensión del espectro de energía a escalas de GUTs $\sim 10^{25}$ eV. A pesar de la baja estadística a altas energías, es posible especular con la presencia de un salto entre los dos eventos más energéticos y el resto de los eventos, ver Fig. 1.3 (versión actualizada de la publicada en [6]). Es precisamente este aparente salto en el espectro, sumado a las dificultades para encontrar un candidato astronómico convincente para acelerar a los UHECRs por encima de 10^{20} eV lo que sugirió la posible existencia de mecanismos de aceleración exóticos. Sin embargo, cabe remarcar que estos modelos predicen también un exceso en el número de rayos γ por encima del número de protones a energías $> 10^{20}$ eV, hecho en contradicción con análisis recientes del evento más energético [66].

La composición química de la partículas primarias debe ser deducida a partir de las extensas lluvias que ellas generan. La existencia de grandes fluctuaciones en el desarrollo de la lluvia en la atmósfera impiden una identificación definitiva en el caso de los eventos más energéticos. Los análisis

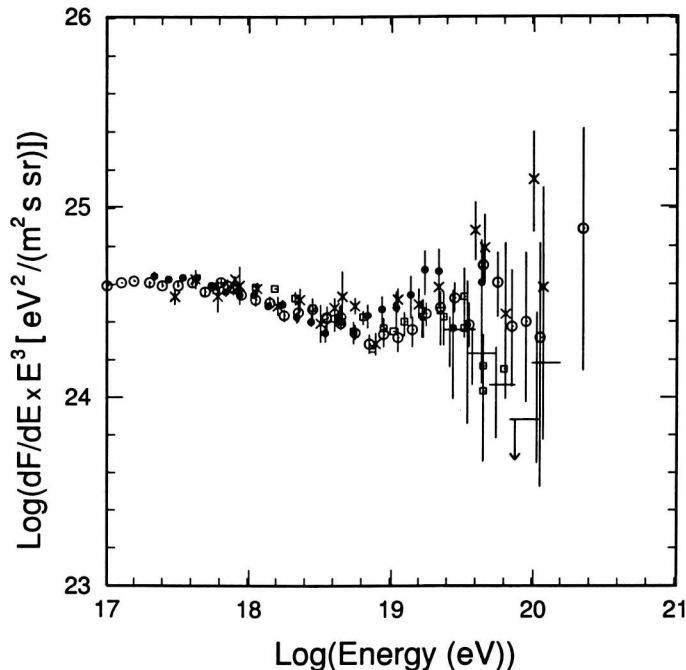


Figura 1.3: Espectros diferenciales ($\times E^3$) de los experimentos Haverah Park (\times), Fly's Eye (stereo, \bullet), Yakutsk (\square) y Akeno/AGASA (\odot). La escala de energía ha sido modificada de modo que los resultados alrededor de 10^{18} eV concuerden con los de AGASA.

del experimento Fly's Eye sugieren una transición en el espectro dominado por núcleos pesados a energías bajas y elementos más livianos (nucleones, fotones o neutrinos) a energías altas [5]. Sin embargo, los estudios llevados a cabo por Halzen *et al.* [66] demuestran que permiten un mejor ajuste del perfil longitudinal de la cascada de partículas del evento más energético de Fly's Eye, núcleos más pesados como el carbono o el oxígeno. Mientras que de este análisis se desprende que no quedan descartados los neutrinos como primarios atípicos si lo están los fotones.[†]

Dado que es el GZK *cutoff* el que impone severas restricciones sobre la proximidad de las fuentes de los rayos cósmicos por encima de $\approx 10^{20}$ eV, una explicación alternativa para el origen de las partículas más energéticas sería evadirlo "ingeniosamente". Por ejemplo, una supuesta ruptura de la invariancia Local de Lorentz (LLI) en longitudes más allá de 10^{-25} cm (escala

[†]Igualmente la propagación de fotones ha sido estudiada en detalle en [67] debido a que la mayor parte de la emisión de defectos topológicos se espera sea depositada en cascadas electromagnéticas. Más aún, estudios novedosos que presuponen a los fotones como primarios se están llevando a cabo [68].

característica de la longitud de onda de los UHECRs) podría tener consecuencias dramáticas en la física de altas energías.[§] Entre ellas, algunas partículas que son inestables a bajas energías (neutrón, varios núcleos, algunas resonancias hadrónicas como la Δ^{++}) podrían transformarse en partículas estables, determinando efectos observables en el espectro de los rayos cósmicos [70, 71].

Un método aún más dramático podría consistir en evitar la degradación con fotones del fondo cósmico utilizando “topologías peculiares”. Las soluciones a las ecuaciones de Einstein conocidas como agujeros de gusano representan túneles o conexiones entre regiones distantes del Universo [72]. Estas conexiones requieren, para ser atravesables por partículas de prueba, que la materia descrita por el tensor de energía impulso viole la condición de energía nula (materia exótica) [73]. Por lo tanto, si el principio de equivalencia se mantiene en el caso de cantidades macroscópicas de materia exótica, los agujeros de gusano serían repelidos por las concentraciones de masa “normal” y deberían hallarse en el espacio intergaláctico. Allí podrían interactuar con sitios de aceleración de rayos cósmicos tales como los mencionados lóbulos extendidos de radiogalaxias.[¶] Una partícula, entonces, con energías de varias veces 10^{20} eV podría recorrer el túnel sin pérdidas significativas, emergiendo, eventualmente, en las proximidades de nuestra galaxia. Esto podría dar lugar a una fuente cercana de rayos cósmicos sólo detectable a través de su interacción gravitacional con la luz de fondo. En efecto, en caso de que existan objetos gravitacionalmente anómalos en el espacio intergaláctico éstos deberían producir efectos peculiares de microlensing gravitacional sobre fuentes de fondo [74]. A partir de las cotas obtenidas sobre la densidad de materia negativa y la densidad de AGN con grandes corrimientos al rojo [75], es posible estimar, a grosso modo, la tasa de interacciones entre un supuesto flujo de agujeros de gusano y los AGN. Ésta (desafortunadamente) es bastante baja por cierto, del orden de 100 eventos por Gpc³ por yr.

En síntesis, la naturaleza de las partículas extremadamente energéticas detectados por diversos experimentos encierra actualmente un verdadero misterio. A pesar de que ningún modelo ha probado ser enteramente satisfactorio al intentar explicar su origen, por lejos el mecanismo más popular para pro-

[§]Notemos que si bien las cotas existentes a una supuesta violación de la LLI son muy estrictas [69], estas provienen de datos obtenidos mediante experimentos con aceleradores que no contemplan grandes valores del factor de Lorentz, presentes en las interacciones que determinan el GZK *cutoff*.

[¶]Los radio lóbulos y los sitios de aceleración en radiogalaxias se encuentran en los puntos terminales de los *jets* emitidos por el objeto masivo central de la galaxia, adentrándose distancias que llegan a medirse incluso en Mpc en el espacio intergaláctico. La densidad de materia de estos lóbulos es tan baja que no produce interacciones gravitacionales observables.

ducir este tipo de eventos, es la aceleración por ondas de choque en los *hot spots* de radio galaxias. Sin embargo, la ausencia de fuentes en la dirección de llegada de los eventos excepcionales, así como la probable existencia de un *gap* en el espectro, se han transformado en serias objeciones para este modelo. La huella que los fotones primordiales dejan a su paso en el espectro de energía es, momentaneamente, la única herramienta disponible para comprender el origen de los UHECRs. En los próximos dos capítulos discutiremos en detalle la propagación de partículas (protones y núcleos pesados) en el medio intergaláctico y analizaremos las modificaciones en el espectro de energía.

Capítulo 2

Propagación de nucleones

Los rayos cósmicos en su viaje por el espacio están sujetos a diversas interacciones que degradan su energía. El resultado de dichas interacciones se ve reflejado en el espectro observado en la Tierra.

En los próximos dos capítulos discutiremos los principios generales de la propagación de partículas ultra-energéticas a través del fondo cósmico de radiación. Los resultados discutidos en este capítulo, concernientes a la propagación de los nucleones, se encuentran parcialmente publicados en las referencias [76] y [77].

2.1 Procesos de pérdida de energía en la propagación de UHECRs

2.1.1 Pérdidas por procesos adiabáticos

La expansión del Universo, descubierta en 1920, juega un papel fundamental en la cosmología observacional. Se han medido hasta el presente millones de espectros de galaxias en todo el mundo, y todas salvo un puñado (galaxias cercanas) presentan un corrimiento al rojo, ilustrando la universalidad de la expansión [78, 79]. En el proceso de expansión las partículas realizan trabajo en forma adiabática produciendo una pérdida en su energía interna. Esta cantidad puede ser estimada a partir de la pérdida fraccional de energía que sufre un gas ultrarelativista por expansión del volumen que contiene a las partículas. Para facilitar la explicación del cálculo en la Tesis, discutiremos primero algunas propiedades de los gases de Maxwell no relativistas.

Es bien sabido que la pérdida de energía interna (U) en un gas que realiza trabajo para expandir su volumen (dV) esta dada por, $dU = -P dV$, siendo P la presión en el gas. En el caso particular de un gas ideal con una densidad

de partículas n a una temperatura T , se obtiene $U = 3/2 n k T V$, y $P = n k T$, siendo k la constante de Boltzman. Dado que la energía promedio de cada partícula es $3/2 k T$, se sigue que $dU = n V dE = -(3/2) n E dV$. Por lo tanto, fijando el número total de partículas $n V = N$, se obtiene

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{2}{3} \frac{n E}{N} \frac{dV}{dt}, \quad (2.1)$$

donde dV/dt es la velocidad de expansión del volumen determinado por el campo de velocidades $\vec{v}(\vec{r})$. Si consideramos el volumen de un cubo de lados dx, dy, dz moviéndose con el flujo, podemos aplicar el procedimiento standard para calcular el cambio en el volumen. Sumando los cambios en el volumen debidos a las diferentes velocidades a través de cada una de las tres caras del cubo,

$$\frac{dV}{dt} = (v_{x+dx} - v_x) dy dz + (v_{y+dy} - v_y) dx dz + (v_{z+dz} - v_z) dx dy. \quad (2.2)$$

Utilizando un desarrollo en serie de Taylor,

$$\frac{dV}{dt} = \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) dx dy dz = (\nabla \cdot \vec{v}) V, \quad (2.3)$$

y reemplazando en (2.1), se obtiene la expresión general para la velocidad de pérdida de energía debido a los procesos adiabáticos de una partícula no relativista en un flujo en expansión, $dE/dt = -(2/3)(\nabla \cdot \vec{v}) E$. Esta expresión puede ser reescrita alternativamente en términos del impulso de la partícula p . Dado que $E = p^2/2m$, se sigue que $dp/dt = 1/3(\nabla \cdot \vec{v}) p$. La generalización para el caso relativista es inmediata. Siguiendo el mismo procedimiento y usando las correspondientes expresiones relativistas ($U = 3nkTV$ y $p = U/3$) es fácil ver que en el límite ultrarelativista,

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{1}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) E \quad \frac{dp}{dt} = -\frac{1}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) p. \quad (2.4)$$

Antes de proseguir, veamos que es posible obtener una expresión más familiar para la expansión adiabática de una esfera de gas uniforme. Supongamos que las partículas relativistas toman parte de una expansión uniforme en un volumen esférico. En tal caso $v = v_0(r/R)$, donde el radio externo R del volumen se expande a velocidad v_0 . Utilizando el desarrollo para la divergencia en coordenadas polares,

$$\nabla \cdot \vec{v} = \frac{1}{r \sin^2 \theta} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \sin \theta v_r) \right] = 3 \frac{v_0}{R}, \quad (2.5)$$

se obtiene, $dE/dR = -E/R$ y $E = E_0 R/r$. Finalmente, de las Ecs. (2.4) y (2.5) se sigue que

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{ad}} = \frac{v_0}{R} E = \left(\frac{1}{R} \frac{dR}{dt}\right) E, \quad (2.6)$$

o equivalentemente,

$$-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{ad}} = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}. \quad (2.7)$$

Introduciendo ahora el parámetro que mide la velocidad de expansión del Universo, H_0 (constante de Hubble), es inmediato obtener la expresión que determina la pérdida fraccional de energía que sufren los UHECRs debido a la expansión del Universo,

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = H_0 \approx 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (2.8)$$

Este tipo de pérdida de energía sólo será importante cuando la escala de expansión sea del orden de la escala de tiempo que las partículas permanecen dentro del volumen (en el caso en que los UHECRs fueron producidos en el Universo primitivo) [80].

Partículas débilmente interactuantes como los neutrinos no tendrían dificultad en propagarse grandes distancias a través del medio intergaláctico. En efecto, el camino libre medio mínimo $l_\nu = (n_\nu \sigma_{\nu\bar{\nu}})^{-1} \approx 4 \times 10^{28} \text{ cm}^*$ está por encima del tamaño del horizonte actual, $H_0^{-1} \approx 10^{28} \text{ cm}$ [81], de modo que el mecanismo de pérdida dominante en este caso son las pérdidas adiabáticas. Naturalmente existen varios tipos de fuentes de neutrinos ultra-energéticos, por ejemplo, éstos pueden ser producidos en objetos astrofísicos mediante el decaimiento de piones o kaones provenientes de las interacciones de protones y/o núcleos con fotones del medio ambiente durante los procesos de aceleración [82]. En este caso el espectro de neutrinos debido a la fotoproducción de piones debería extenderse hasta $E_\nu \sim E_p^{\text{max}}/20$ dado que $\langle E_\pi \rangle \approx 0.2 E_p$, y la energía media del neutrino corresponde a $\langle E_\pi/4 \rangle \approx E_p/20$. Los modelos de fuentes exóticas también involucran importantes flujos de neutrinos que se extienden hasta $10^{25} - 10^{28} \text{ eV}$ [56]. Sin embargo, los neutrinos son generalmente descartados como posibles primarios, esto es debido fundamentalmente a que es poco factible su interacción en la alta atmósfera [83]. Al

*La sección eficaz $\sigma_{\nu\bar{\nu}}$ toma un valor máximo de $5 \times 10^{-31} \text{ cm}^2$ en el pico resonante del Z [81].

respecto, recientemente se ha sugerido que los UHECRs podrían ser producidos en la aniquilación de neutrinos ultra-energéticos con neutrinos primordiales del halo galáctico [84]. El modelo sin embargo no está exento de problemas [85].[†]

En lo que sigue nos limitaremos al estudio de la propagación de rayos cósmicos emitidos por fuentes cercanas (distancias < 100 Mpc, o equivalentemente, tiempos de propagación $\tau < 3 \times 10^8$ yr), donde las pérdidas de energía debidas a la expansión del Universo son despreciables.

2.1.2 Influencia del MBR en la pérdida fraccional de energía

La propagación de los rayos cósmicos a través del medio intergaláctico puede describirse mediante una ecuación cinética de transporte. A pesar de que las interacciones entre los rayos cósmicos ultra-energéticos y los fotones determinan una pérdida de energía choque por choque (que debería ser incluida en la ecuación de transporte), en nuestro tratamiento utilizaremos una aproximación de pérdida de energía continua [87, 88].

Si uno supone que los rayos cósmicos más energéticos son nucleones, la pérdida fraccional de energía debida a las interacciones con el fondo de radiación cósmica a temperatura T y corrimiento al rojo $z = 0$, está determinada por la integral del producto entre la pérdida de energía por colisión y la probabilidad por unidad de tiempo de que un nucleón que se mueve en un gas isotrópico de fotones, colisione. Esta integral puede escribirse explícitamente como sigue:

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{c}{2\Gamma^2} \sum_j \int_0^{w_m} dw_r K_j(w_r) \sigma_j(w_r) w_r \int_{w_r/2\Gamma}^{w_m} dw \frac{n(w)}{w^2}, \quad (2.9)$$

donde w_r es la energía del fotón en el sistema del protón en reposo, $\sigma_j(w_r)$ es la sección eficaz total del j -ésimo canal de reacción, y $K_j(w_r)$ es la correspondiente fracción promedio de energía cedida por el fotón al nucleón en el sistema del laboratorio (esto es, un sistema de referencia en el que el fondo de radiación de microondas se encuentra a $\approx 3K$). $n(w)dw$ es el número de densidad de fotones con energías entre w y dw , Γ el factor de Lorentz del nucleón, y w_m es la energía máxima del gas de fotones. El índice de suma corre sobre los dos posibles canales de reacción: creación de pares y fotoproducción de mesones.

[†]Mencionemos además que al considerar tiempos de propagación $\mathcal{O}(1/H_0)$ la probable variación de la masa en reposo de las partículas podría tener influencias observables en el espectro. Sin embargo, las cotas existentes a tales variaciones son muy estrictas [86].

2.1. PROCESOS DE PÉRDIDA DE ENERGÍA EN LA PROPAGACIÓN DE UHECRS

27

Con respecto a la densidad de fotones, los datos del Far-InfraRed Absolute Spectrometer (FIRAS) a bordo del Cosmic Background Explorer (COBE), un satélite lanzado por la NASA a fines de 1989, muestran que el espectro debido al fondo cósmico de radiación de microondas tiene las características de un cuerpo negro de temperatura $T = 2.73 \pm 0.06$ K, sin desviaciones de un espectro Planckiano mayores que 0.25 % en el pico de luminosidad, y un límite sobre el parámetro Compton $y < 0.0004$ (95 % CL) [89, 90].

De este modo la pérdida fraccional de energía está dada por

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{ckT}{2\pi^2\Gamma^2(c\hbar)^3} \sum_j \int_{w_{0j}}^{\infty} dw_r \sigma_j(w_r) K_j(w_r) w_r \ln(1 - e^{-w_r/2\Gamma kT}) \quad (2.10)$$

donde k y \hbar son las constantes de Boltzmann y Planck respectivamente, y w_{0j} es el valor de la energía umbral para j -ésimo canal de reacción en el sistema del nucleón en reposo.

Utilizando la sección eficaz diferencial para la producción de pares [91] y la inelasticidad de esta reacción [92], la dependencia con el número atómico para la velocidad de pérdida de energía en este canal resulta,

$$\frac{-dE}{dt} = 3\alpha\sigma_T h^{-3} Z^2 (m_e c^2 kT)^2 f[m_e c^2 / (2\Gamma kT)], \quad (2.11)$$

donde $\alpha = 1/137$, σ_T es la sección eficaz de Thomson y Z el número atómico. La variación de f con la energía, graficada en la Fig. 3 de la Ref. [92], indica que en el caso que nos interesa, $Z = 1$, el tiempo característico para la pérdida fraccional de energía debida a la producción de pares por rayos cósmicos con energías $E > 10^{19}$ eV es $\tau \approx 5 \times 10^9$ yr. Por lo tanto, para nucleones con $E > 3 \times 10^{19}$ eV el canal e^+e^- no será relevante en el estudio de fuentes cercanas, transformando a la fotoproducción de mesones en el mecanismo dominante para la pérdida de energía (teniendo en cuenta la interacción con la cola de la distribución Planckiana). Es importante notar que no es posible distinguir entre neutrones y protones, debido a que la inelasticidad del decaimiento β neutrónico es despreciable.

Para poder determinar el efecto de la fotoproducción de mesones en el espectro de rayos cósmicos, es necesario examinar primero la cinemática de las interacciones fotón-nucleón. La mayoría de las reacciones $p\text{-}\gamma$ son mediadas por resonancias, discutiremos a continuación la cinemática de uno de estos decaimientos, en particular via la $\Delta(1232)$. Las cantidades dinámicas están descritas por el invariante relativista $p_\mu p^\mu$, en particular,

$$s = (w^{c.m.} + E^{c.m.})^2 = m_p^2 + 2m_p w_r. \quad (2.12)$$

La energía de la Δ en el sistema centro de masa queda unívocamente determinada por la conservación del tetraimpulso,

$$E_{\Delta}^{\text{c.m.}} = \frac{s + m_{\Delta}^2 - m_{\pi}^2}{2\sqrt{s}}. \quad (2.13)$$

Ahora bien, suponiendo que las reacciones mediadas por resonancias bariónicas tienen distribuciones de decaimiento angular esféricamente simétricas [93], es fácil obtener la energía promedio del protón luego de la reacción en el sistema centro de masa,

$$\langle E_p^{\text{final c.m.}} \rangle = \frac{s + m_{\Delta}^2 - m_{\pi}^2}{2\sqrt{s} m_{\Delta}} \frac{m_{\Delta}^2 + m_p^2 - m_{\pi}^2}{2 m_{\Delta}}, \quad (2.14)$$

o equivalentemente en el sistema del laboratorio,

$$\langle E_p^{\text{final}} \rangle = \frac{E}{s} \frac{s - m_{\pi}^2 + m_{\Delta}^2}{2 m_{\Delta}} \frac{m_{\Delta}^2 - m_{\pi}^2 + m_p^2}{2 m_{\Delta}}. \quad (2.15)$$

Así, la inelasticidad de la reacción en el sistema de laboratorio queda definida según, $K = 1 - (\langle E^{\text{final}} \rangle / E)$, de modo que, la pérdida de energía promedio de un nucleón luego de n colisiones resonantes está dada por †

$$K(m_{R_0}) = 1 - \frac{1}{2^n} \prod_{i=1}^n \left(1 + \frac{m_{R_i}^2 - m_M^2}{m_{R_{i-1}}^2} \right) \quad (2.16)$$

donde m_{R_i} denota la masa de la resonancia en la cadena, m_M la masa asociada al mesón correspondiente, $m_{R_0} = \sqrt{s}$ es la energía total de la reacción en el sistema del centro de masas, y m_{R_n} la masa del nucleón. Experimentalmente se ha establecido con gran exactitud [94] que, a altas energías ($\sqrt{s} \geq 3$ GeV), el nucleón incidente pierde la mitad de la energía a través de la fotoproducción de piones independientemente del número de piones producidos, *leading particle effect*.

En la región dominada por las resonancias bariónicas, la sección eficaz puede ser descrita mediante una superposición de distribuciones Breit-Wigner construidas a partir de los datos experimentales existentes [95], considerando como las resonancias más importantes en las colisiones $N\gamma$ aquellas que poseen estados finales πN , $\pi\pi N$, y πKN . Al aumentar la energía las reacciones ya no son mediadas por estas resonancias sino por la producción difractiva de mesones vectoriales ρ y ω o directamente la producción de multipiones. Para la sección eficaz de la reacción $\sigma_{\text{total}}(p\gamma)$ a altas energías se ha

†Notar error de tipeo en la Ref. [93]

Tabla 2.1: Comparación de los parámetros A , B y C .

A [yr^{-1}]	B [eV]	C yr^{-1}	Ref.
$(3.66 \pm 0.08) \times 10^{-8}$	$(2.87 \pm 0.03) \times 10^{20}$	$C = (2.42 \pm 0.03) \times 10^{-8}$	[76]
5.88×10^{-8}	3×10^{20}	1.8×10^{-8}	[96]

utilizado la parametrización presentada en [95] por los grupos CERN-HERA y COMPAS.

Las secciones eficaces así obtenidas, teniendo en cuenta las resonancias bariónicas y la producción de multipiones en el estado final a altas energías ($\sqrt{s} \geq 3$ GeV), son reemplazados en la ecuación (2.10) y se procede a la integración numérica de la misma. Los resultados numéricos son ajustados proponiendo un comportamiento exponencial, $A \times \exp[-B/E]$, como el obtenido por Berezhinsky y Grigor'eva [96] al aproximar (en la región donde dominan las resonancias) la sección eficaz por el valor en el umbral de la reacción. A altas energías la pérdida fraccional de la energía puede ser aproximada por una constante. Un ajuste por cuadrados mínimos (con $\chi^2/dof = 3.9/10$) conduce a los valores de la Tabla 2.1.

Atribuimos la diferencia entre nuestros resultados y los obtenidos previamente en [96], a la modificación de la sección eficaz total. En particular, la sección eficaz utilizada en esta Tesis contiene un tratamiento detallado en la región de las resonancias bariónicas, donde la pérdida fraccional de energía tiene un comportamiento exponencial abrupto.

Una vez hallada la expresión para la pérdida fraccional de energía es inmediato obtener la degradación de ésta en términos de la distancia de vuelo. Los resultados, representados en la Fig. 2.1., muestran como efectivamente la energía de los protones se degrada debido a las sucesivas interacciones con el MBR. El límite GZK es evidente, puesto que, independientemente de la energía inicial de los nucleones, su energía media se aproxima a los 100 EeV luego de recorrer una distancia de 100 Mpc.

Cabe destacar además que los resultados de la Fig. 2.1 son consistentes con los obtenidos previamente considerando decaimientos a un sólo pión [97], de modo que es esperable que éste último sea el proceso dominante en (2.10) [98, 97]. Sin embargo, a altas energías puede apreciarse como la separación entre las curvas aumenta debido a la producción de múltiples piones.

En otras palabras, la longitud de atenuación de los nucleones en el MBR depende fuertemente de la energía, especialmente en la región del umbral de la fotoproducción de piones. Como resultado, las características del espectro observado en la Tierra dependerán de la distribución espacial de las fuentes, así como también de la máxima energía de inyección. Discutiremos esto en

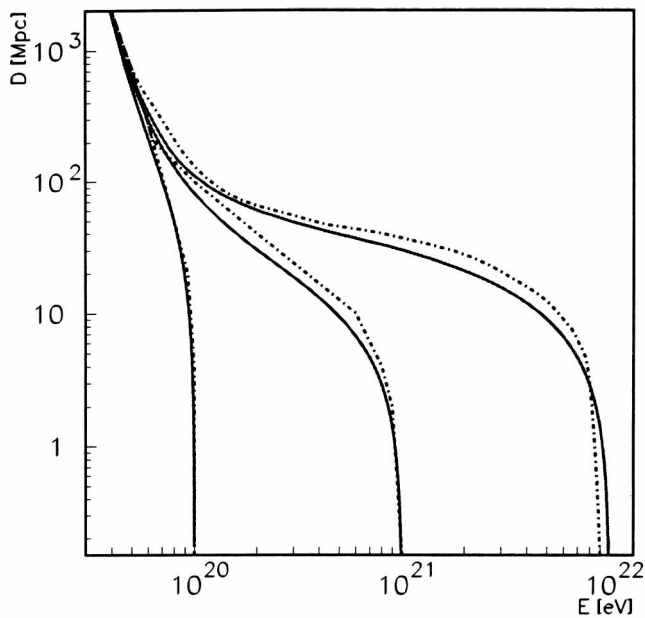


Figura 2.1: Longitud de atenuación de la energía en el medio intergaláctico mediante la pérdida continua de energía (trazo continuo). Se incluyen los datos de la simulación Monte Carlo extraídos de la Ref. [97] (trazo discontinuo).

detalle en la siguiente sección.

2.2 Modificaciones en el espectro de energía

Estudiaremos a continuación las modificaciones que el fondo de radiación de microondas producen en el espectro de energía de los rayos cósmicos ultra-energéticos.

2.2.1 Ecuación de evolución del espectro

La evolución del espectro de rayos cósmicos esta gobernada por la ecuación de balance

$$\frac{\partial N(E, t)}{\partial t} = \frac{\partial [b(E)N(E, t)]}{\partial E} + D \nabla^2 N(E, t) + Q(E, t) \quad (2.17)$$

que tiene en cuenta la conservación del número de partículas en el espectro.

En el primer término de la derecha, $b(E)$ es el valor promedio de la pérdida de energía de las partículas. El segundo término, la difusión en el fondo

2.2. MODIFICACIONES EN EL ESPECTRO DE ENERGÍA 31

cósmico de radiación, puede ser despreciado debido a la baja densidad de fotones del fondo de radiación de microondas y a que el valor promedio de los campos magnéticos en el medio intergaláctico es menor que 10^{-9} G [99]. El tercer término corresponde a la velocidad de inyección de partículas en el medio intergaláctico, las fuentes. Dado que el origen de los rayos cósmicos es aún desconocido, consideraremos tres posibles modelos: 1) el modelo universal de rayos cósmicos, que supone que la generación de los rayos cósmicos no proviene de una fuente bien definida, sino que éstos son producidos uniformemente en el espacio; 2) fuentes puntuales; y 3) fuentes de tamaño finito, aproximando al de los cúmulos de galaxias. En todos los casos supondremos que los nucleones se propagan en línea recta, es trivial ver la validez de esta suposición a partir de la ecuación (1.2).

Existe evidencia directa (Fig. 1.1) e indirecta (ver por ejemplo [100]) de que el espectro de las fuentes de rayos cósmicos tiene una dependencia de ley de potencia $Q(E) = \kappa E^{-\gamma}$.

Si suponemos entonces que los rayos cósmicos son producidos por fuentes localizadas de manera uniforme en el espacio, el proceso es un estado estacionario y la solución a la Ec. (2.17) se obtiene trivialmente,

$$N(E) = \frac{Q(E) E}{b(E) (\gamma - 1)} \quad (2.18)$$

Determinemos ahora la solución a la Ec. (2.17) para los procesos con evolución temporal. Para ello introducimos dos nuevas funciones $u(E, t)$ y $v(E, t)$. En general se tendrá que,

$$\frac{1}{b(E)} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial E} = \left(\frac{1}{b(E)} \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial E} \right) \frac{\partial}{\partial u} + \left(\frac{1}{b(E)} \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial v}{\partial E} \right) \frac{\partial}{\partial v} \quad (2.19)$$

y si v es tal que,

$$\frac{1}{b(E)} \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial v}{\partial E} = 0, \quad (2.20)$$

la ecuación (2.17) se reduce a

$$\left(\frac{1}{b(E)} \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial E} \right) \frac{\partial}{\partial u} [b(E) N(E, t)] = Q(E, t). \quad (2.21)$$

Recordando que $b(E)$ es el valor promedio para la pérdida de energía, es fácil ver que $dv = \partial v / \partial t dt - \partial v / \partial E dE = 0$. La Ec. (2.20) no se ve modificada si elegimos $\partial v / \partial t = 1$ o equivalentemente, $\partial v / \partial E = 1/b(E)$. Esta elección permite obtener trivialmente una expresión para v ,

$$v = t - \int_{E_0}^E \frac{dE'}{b(E')}. \quad (2.22)$$

Por simplicidad, la condición que elegimos sobre u es que $du \perp dv$, esto es,

$$\frac{\partial u / \partial E}{\partial u / \partial t} = -\frac{\partial v / \partial t}{\partial v / \partial E} = -b(E) \quad (2.23)$$

así, $du = dt - b(E) dE$ y $dv = dt + b^{-1}(E) dE$. Además $dt' + b^{-1}(E) dE' = 0$ por lo que $du' = (1 - b^2(E))/b(E) dE'$. De este modo la Ec. (2.21) puede ser escrita según,

$$\left(\frac{1}{b(E)} - b(E) \right) \frac{\partial}{\partial u} [b(E) N(E, t)] = Q(E, t). \quad (2.24)$$

Integrando,

$$N(E, t) b(E) = \int_{u_0}^u \frac{b(E)}{1 - b^2(E)} Q(E', t') du' + H(v), \quad (2.25)$$

o equivalentemente,

$$N(E, t) b(E) = \int_E^\infty Q \left(E', t + \int_{E'}^E \frac{dE''}{b} \right) dE' + H \left(t - \int_E^\infty \frac{dE'}{b} \right). \quad (2.26)$$

Dado que

$$\lim_{E \rightarrow \infty} N \left(E, t - \int_E^\infty \frac{dE'}{b(E)} \right) b(E) = H(t), \quad (2.27)$$

la elección de $H(t)=0$ es consistente con la condición de contorno, $\lim_{E \rightarrow \infty} N(E, t) = 0$, luego la solución esta dada por [101]

$$N(E, t) = \frac{1}{b(E)} \int_E^\infty Q(E_g, t') dE_g, \quad (2.28)$$

con

$$t' = t - \int_E^{E_g} \frac{d\tilde{E}}{b(\tilde{E})}, \quad (2.29)$$

y E_g la energía del nucleón al ser emitido por la fuente.

2.2.2 Solución para una fuente puntual

El espectro de inyección de una fuente puntual localizada a t_0 del observador toma la forma $Q(E, t) = \kappa E^{-\gamma} \delta(t - t_0)$. Por simplicidad consideraremos la distancia medida desde la fuente, lo que implica $t_0 = 0$.

2.2. MODIFICACIONES EN EL ESPECTRO DE ENERGÍA 33

A muy altas energías, donde $b(E) = C E$ (con C la constante definida anteriormente en la discusión de la pérdida fraccional de energía), el número total de partículas a una dada distancia de la fuente esta dado por

$$N(E, t) \approx \frac{\kappa}{b(E)} \int_E^\infty E_g^{-\gamma} \delta\left(t - \frac{1}{C} \ln \frac{E_g}{E}\right) dE_g, \quad (2.30)$$

o equivalentemente,

$$N(E, t) \approx \kappa E^{-\gamma} e^{-(\gamma-1) C t}. \quad (2.31)$$

Esto implica que el espectro es uniformemente amortiguado por un factor que depende de la proximidad de la fuente.

A bajas energías, en la región dominada por las resonancias bariónicas, la parametrización de $b(E)$ no permite una solución completamente analítica. Sin embargo, usando el cambio de variables

$$\tilde{t} = \int_E^{E_g} \frac{d\tilde{E}}{b(\tilde{E})}, \quad (2.32)$$

con $E_g = \xi(E, \tilde{t})$ y $d\tilde{t} = dE_g/b(E_g)$, fácilmente se obtiene

$$N(E, t) = \frac{\kappa}{b(E)} \int_0^\infty \xi(E, \tilde{t})^{-\gamma} \delta(\tilde{t} - t) b[\xi(E, \tilde{t})] d\tilde{t}, \quad (2.33)$$

y luego, la forma compacta,

$$N(E, t) = \frac{\kappa}{b(E)} E_g^{-\gamma} b(E_g). \quad (2.34)$$

En nuestro caso, donde hemos supuesto un comportamiento exponencial para la pérdida fraccional de la energía, E_g queda fijado por el vínculo, $A t - \text{Ei}(B/E) + \text{Ei}(B/E_g) = 0$, donde Ei es la exponencial integral [102], y B la constante definida anteriormente.

Para describir la modificación del espectro de rayos cósmicos es usual definir el factor de modificación η , como el cociente entre el espectro modificado y el espectro sin modificar,

$$\eta = \frac{E_g^{-\gamma} b(E_g)}{E^{-\gamma} b(E)}. \quad (2.35)$$

En la Fig. 2.2 se muestran los factores de modificación obtenidos en el caso de fuentes situadas a 50 Mpc y 100 Mpc, con una ley de potencias para el espectro de inyección con $\gamma = 2.5$, comparados con los correspondientes

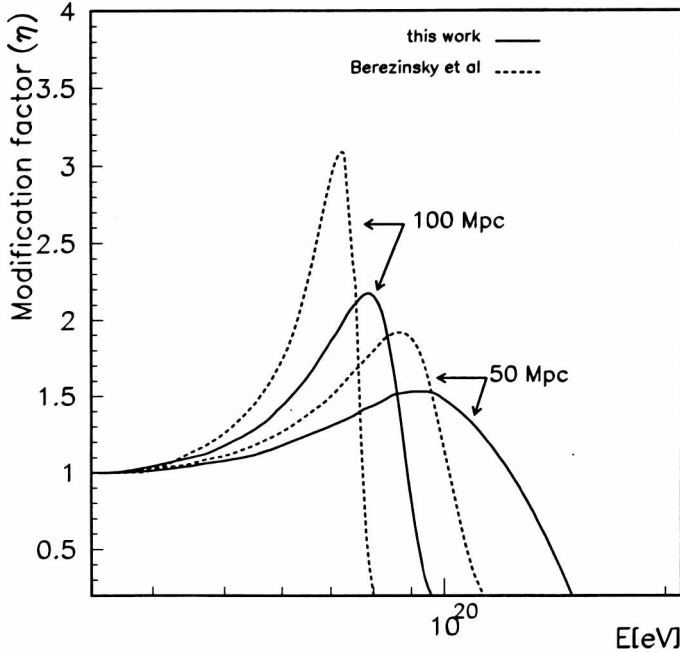


Figura 2.2: Factor de modificación de una fuente puntual para diferentes distancias de propagación y un índice espectral $\gamma = 2.5$.

resultados de la Ref. [96]. Las características más sobresalientes del η son un *bump* seguido de un abrupto *cutoff*. La existencia del *bump* en el espectro diferencial de energía es consecuencia directa del GZK *cutoff* y de la conservación del número total de nucleones en el espectro. Todos los protones con energías $E > E_{\pi}^{\text{th}}$ degradan gradualmente su energía debido a la fotoproducción de piones. La pérdida fraccional de energía debida a este proceso decae exponencialmente al disminuir la energía, por debajo del umbral de la reacción recordemos que los protones pierden energía debido proceso de producción de pares, sin embargo, este proceso no es tan violento como el anterior y los nucleones se apilonan formando el *bump*.

Se ha destacado en la literatura que la aproximación de pérdida continua de energía tiende a sobreestimar el tamaño del *bump* [103, 104]. En la Fig. 2.2 se aprecia como el *bump* es menos pronunciado en nuestro tratamiento. Dado que este apilamiento es consecuencia de la abrupta dependencia exponencial del camino libre medio de los nucleones con la energía, atribuimos estas diferencias a que hemos reemplazado la sección eficaz aproximada por los valores en la energía umbral, por una expresión más detallada que tiene en cuenta las resonancias bariónicas más relevantes.

Para el caso de fuentes cercanas (distancias menores de 100 Mpc) la

2.2. MODIFICACIONES EN EL ESPECTRO DE ENERGÍA 35

pérdida fraccional de energía $\Delta E/E$ es pequeña. Escribiendo $E_g = E + \Delta E$, y despreciando órdenes superiores en ΔE , es posible obtener una solución analítica que refleja las características más relevantes del espectro. Reemplazando la pérdida de energía a primer orden,[§]

$$b(E'') \approx b(E) + b^i(E)(E'' - E), \quad (2.36)$$

en la Ec. (2.32) se obtiene,

$$\tilde{t} \approx \int_E^{E+\Delta E} \frac{dE''}{b(E) + b^i(E)(E'' - E)} \quad (2.37)$$

o equivalentemente,

$$\tilde{t} \approx \int_0^{\Delta E} \frac{d\Delta E''}{b(E)(1 + (1 + B/E)\Delta E''/E)}. \quad (2.38)$$

Mediante el cambio de variables $u = 1 + (1 + B/E)\Delta E''/E$,

$$\tilde{t} \approx \int_1^{1+(1+B/E)\Delta E/E} \frac{1}{b(E)(1 + B/E)} \frac{du}{u}, \quad (2.39)$$

e integrando,

$$\tilde{t} \approx \frac{E}{b(E)(1 + B/E)} \ln \left[1 + \left(1 + \frac{B}{E} \right) \frac{\Delta E}{E} \right] \quad (2.40)$$

Finalmente obtenemos una expresión para ΔE ,

$$\Delta E \approx \left\{ \exp \left[\frac{t b(E)(E + B)}{E^2} \right] - 1 \right\} \frac{E^2}{(E + B)} \quad (2.41)$$

y para η

$$\eta = \left(\frac{E + \Delta E}{E} \right)^{-\gamma} \frac{b(E + \Delta E)}{b(E)} \quad (2.42)$$

Las Ecs. (2.41) y (2.42) describen el factor de modificación del espectro hasta energías de ≈ 95 EeV (≈ 85 EeV) con una precisión del 4% (9%) para una fuente situada a 50 Mpc (100 Mpc). En caso de fuentes muy cercanas donde $\tau^{-1} \gg b(E)/E$ para todas las energías ($\tau \sim 10^7$ yr), las expresiones (2.41) y (2.42) describen con gran exactitud la región estudiada del espectro. A modo ilustrativo, en la Fig. 2.3 se estudia el caso de Cen A, una radiogalaxia FR-I muy cercana a la Tierra (ver Apéndice B). A pesar de distinguirse un pequeño *bump*, se aprecia que el espectro no es afectado dramáticamente como en el caso de las fuentes más lejanas.

[§]Super-índices en números romanos denotan derivadas.

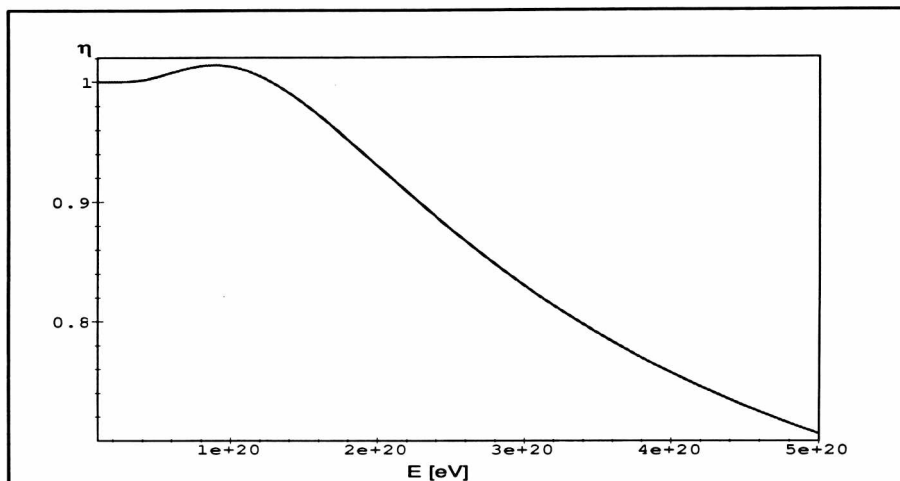


Figura 2.3: Factor de modificación para Cen A de acuerdo con la aproximación propuesta. Distancia de propagación 3.5 Mpc, índice espectral $\gamma = 2.2$.

2.2.3 Aproximación para un cúmulo de galaxias

Otra alternativa para un probable espectro de inyección es el producido por un cúmulo de galaxias. A pesar de que la distribución de galaxias en los cúmulos generalmente no es uniforme, los modelos más comunes consideran un conjunto de fuentes puntuales distribuidas uniformemente. En nuestro tratamiento supondremos que la concentración de las probables fuentes de emisión se produce en el centro del cúmulo más que en la periferia, y adoptamos para describir esta situación una distribución espacial gaussiana. Bajo esta hipótesis, el espectro de inyección puede ser aproximado por

$$Q(E, t) = \kappa \int_{-\infty}^{\infty} \frac{E^{-\gamma}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \delta(t - T) \exp\left\{-\frac{(T - t_0)^2}{2\sigma^2}\right\} dT. \quad (2.43)$$

Un desarrollo de la función delta alrededor de t_0 ,

$$\delta(t - T) = \delta(t - t_0) + \delta^{(i)}(t - t_0)(T - t_0) + \frac{1}{2!}\delta^{(ii)}(t - t_0)(T - t_0)^2 + \dots \quad (2.44)$$

permite reescribir la expresión para el espectro de inyección,

$$Q(E, t') = \kappa E^{-\gamma} \left[\delta(t' - t_0) + \frac{\sigma^2}{2!} \delta^{(ii)}(t' - t_0) + \frac{\sigma^4}{4!} \delta^{(iv)}(t' - t_0) + \dots \right] \quad (2.45)$$

2.2. MODIFICACIONES EN EL ESPECTRO DE ENERGÍA 37

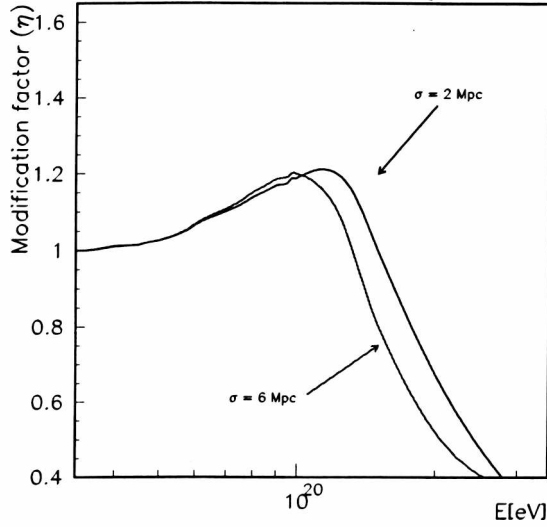


Figura 2.4: Factor de modificación para la aproximación de un cúmulo de galaxias, índice espectral $\gamma = 2.5$.

De las ecuaciones (2.28) y (2.29), es inmediato obtener una expresión para el factor de modificación,

$$\eta = \frac{E_g^{-\gamma} b(E_g)}{E^{-\gamma} b(E)} \left\{ 1 + \frac{\sigma^2 A^2 e^{-2B/E_g}}{2!} F_1(E_g) + \frac{\sigma^4 A^4 e^{-4B/E_g}}{4!} F_2(E_g) + \mathcal{O}(6) \right\} \quad (2.46)$$

donde

$$F_1(E_g) = 2B^2 E_g^{-2} + (2 - 3\gamma) B E_g^{-1} + (1 - \gamma)^2$$

y

$$F_2(E_g) = 24B^4 E_g^{-4} + (4 - 50\gamma) B^3 E_g^{-3} + (35\gamma^2 - 25\gamma + 8) B^2 E_g^{-2} \\ + (-10\gamma^3 + 20\gamma^2 - 15\gamma + 4) B E_g^{-1} + (1 - \gamma)^4$$

En la Fig. 2.4 se muestra el factor de modificación para fuentes descritas por distribuciones gaussianas con anchos de 2 y 6 Mpc con centro a una distancia de 18.3 Mpc. Este modelo puede ser considerado como una descripción aproximada del cúmulo de Virgo [105], suponiendo que, al atravesar el cúmulo, los rayos cósmicos no sufren otros mecanismos de pérdida de energía

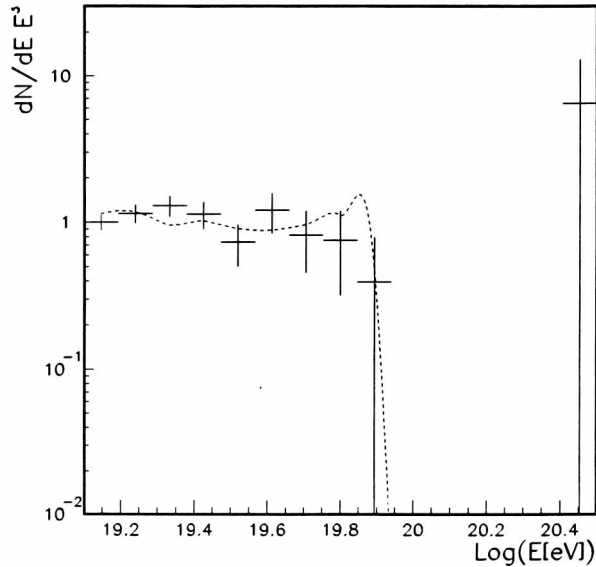


Figura 2.5: Ajuste mediante el modelo de fuente extendida a los datos monoculares de Fly's Eye.

significativos más que las interacciones con el fondo de radiación de microondas. Nuevamente hemos usado un índice espectral $\gamma = 2.5$ como en el caso de la fuente puntual.

En forma cualitativa vemos que ambos picos tienen lugar en el umbral de la fotoproducción de piones. La curva que corresponde a la distribución de galaxias más ancha (donde los rayos cósmicos atraviesan una mayor distancia en su viaje hacia la Tierra) refleja las pérdidas sufridas en las regiones más lejanas de la distribución, generando el *cut-off* a energías más bajas.

Finalmente, remarquemos que un análisis detallado del espectro de energía detectado por Fly's Eye reveló que una distribución de fuentes de nucleones, situada a una distancia de 93 ± 15 Mpc, con un ancho $\sigma = 30 \pm 10$ Mpc y un índice espectral $\gamma = 3.27$, reproduce con muy buena aproximación los datos existentes por debajo de 10^{20} (ver Fig. 2.5) [106]. Al incluir la resolución del detector el valor se ve modificado: distancia 119 ± 33 Mpc, $\sigma = 35$ Mpc [107].

Capítulo 3

Propagación de núcleos

En este capítulo continuaremos con el estudio de las interacciones del fondo de radiación con los rayos cósmicos ultraenergéticos. Nos dedicaremos ahora a la propagación de los núcleos en el medio intergaláctico. Los resultados discutidos en este capítulo se encuentran parcialmente publicados en las referencias [108] y [109].

3.1 Longitud de atenuación en energía de los núcleos ultraenergéticos

En esta sección estimaremos la pérdida fraccional de energía que sufren los núcleos ultraenergéticos en su viaje hacia la Tierra. Al igual que en el capítulo anterior, las colisiones con los fotones del fondo de radiación de microondas son esencialmente las que determinan las modificaciones en el espectro a altas energías, en el tratamiento de la propagación de núcleos el rol de los fotones ópticos e infrarrojos puede ser despreciado para factores de Lorentz por encima de 2×10^9 .

Los mecanismos de pérdida de energía son: i) dispersión Compton, ii) corrimiento al rojo, iii) producción de pares e^+e^- , iv) fotoproducción de hadrones (con una energía umbral ≈ 145 MeV), y v) fotodesintegración.

La pérdida de energía en un núcleo con masa A y carga Ze debido a la dispersión Compton (en un medio con densidad de energía fotónica ρ_γ),

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{Z^4}{A^2} \rho_\gamma \left(\frac{E}{Am_p c^2} \right)^2 \text{ eV s}^{-1} \quad (3.1)$$

es despreciable aún en el caso de núcleos pesados [110]. Más aún el proceso de producción de pares en núcleos pesados [92] también puede ser despreciado

al tener en cuenta distancias menores que 70 Mpc. El mecanismo de pérdida de energía dominante para núcleos con factores de Lorentz por debajo de 10^{11} es por tanto la fotodesintegración.

La banda de energía en donde domina el proceso de fotodesintegración se extiende aproximadamente hasta los 150 MeV. Presenta dos regiones bien definidas. La región inferior, dominada por las resonancias gigantes de los efectos fotonucleares, se extiende hasta los 30 MeV. En esta región a pesar de que la emisión de dos nucleones puede tener lugar la mayor parte de la sección eficaz de absorción resulta de la emisión de un solo nucleón, ya sea un proton o un neutrón. La región superior, que corresponde a la zona no resonante, se extiende por encima de los 30 MeV. En esta región pueden tener lugar procesos de fotodesintegración que involucran a varios nucleones.

La velocidad de desintegración de un núcleo de masa A con la subsecuente producción de i nucleones esta dada por la expresión [111]*,

$$R_{Ai} = \frac{1}{2\Gamma^2} \int_0^\infty dw \frac{n(w)}{w^2} \int_0^{2\Gamma w} dw_r w_r \sigma_{Ai}(w_r) \quad (3.2)$$

donde $n(w)$ es la densidad de fotones con energía w en el sistema de referencia donde el fondo de radiacion de microondas se encuentra a 3K, w_r es la energía del fotón en el sistema de referencia en que el núcleo está en reposo. Como es usual Γ es el factor de Lorentz y σ_{Ai} la sección eficaz. Para poder integrar la Eq. (3.2) es necesario definir la expresión para la sección eficaz. En la región donde dominan las resonancias gigantes, la sección eficaz fue debidamente ajustada por Puget *et al.* [110] siguiendo una distribución gaussiana centrada en ϵ_{0i} , con ancho Δ_i y una intensidad total para la interacción ξ_i (ver Tabla 3.1). La sección eficaz en la región de más altas energías puede ser aproximada por una constante. De este modo, es posible escribir la sección eficaz como sigue,

$$\sigma_{Ai} = \frac{\xi_{Ai} \Sigma_d \Theta(w_r - 2) \Theta(30 - w_r) e^{-2(w_r - \epsilon_{0i})^2 / \Delta_i^2}}{W \Delta_i} + \frac{f_i \Sigma_d \Theta(w_r - 30)}{120} \quad (3.3)$$

para $i=1, 2$, siendo f_i la *branching ratio* (ver Tabla 3.2), y

$$\sigma_{Ai} = \frac{f_i \Sigma_d \Theta(w_r - 30)}{120} \quad (3.4)$$

para $i > 2$; con el factor de normalización W dado por,

$$W = \left(\frac{\pi}{8}\right)^2 \left[\Phi(\sqrt{2}(30 - \epsilon_{0i})/\Delta_i) + \Phi(\sqrt{2}(\epsilon_{0i} - 2)/\Delta_i) \right]$$

*Una expresión equivalente fue presentada por Berenzinsky y Zatsepin [112].

3.1. LONGITUD DE ATENUACIÓN EN ENERGÍA DE LOS NÚCLEOS ULTRAENERGÉTICOS 41

Todas las energías están dadas en MeV, $\Sigma_d = 0.06 N Z/A$ MeV-barns, es un factor de escala conveniente que reemplaza la dependencia principal de la sección eficaz total en términos de el número de neutrones N , el número de protones Z [113] y el número másico, $\Phi(x)$ es la función error y $\Theta(x)$ la función de Heaveside [114].

La sustitución de las Eqs. (3.3) y (3.4) en la Eq. (3.2) permiten escribir las velocidades de desintegración como suma de dos expresiones integrales. La primera tiene en cuenta la parte gaussiana de la sección eficaz, y la segunda, la parte no resonante,

$$I_1 = \frac{\mathcal{A}}{2\Gamma^2\pi^2\hbar^3c^2} \left[\int_{1/\Gamma}^{15/\Gamma} dw (e^{w/kT} - 1)^{-1} \mathcal{J} + \int_{15/\Gamma}^{\infty} dw (e^{w/kT} - 1)^{-1} \mathcal{J}' \right] \quad (3.5)$$

con \mathcal{J} y \mathcal{J}' dadas por,

$$\begin{aligned} \mathcal{J} &= \sqrt{\frac{\pi}{8}} \epsilon_{0i} \Delta_i \left[\Phi(\sqrt{2}(2\Gamma w - \epsilon_{0i})/\Delta_i) + \Phi(\sqrt{2}(\epsilon_{0i} - 2)/\Delta_i) \right] \quad (3.6) \\ &+ \left(\frac{\Delta_i}{2} \right)^2 \left\{ e^{-2((\epsilon_{0i}-2)/\Delta_i)^2} - e^{-2((2\Gamma w - \epsilon_{0i})/\Delta_i)^2} \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{J}' &= \sqrt{\frac{\pi}{8}} \epsilon_{0i} \Delta_i \left[\Phi(\sqrt{2}(30 - \epsilon_{0i})/\Delta_i) + \Phi(\sqrt{2}(\epsilon_{0i} - 2)/\Delta_i) \right] \quad (3.7) \\ &+ \left(\frac{\Delta_i}{2} \right)^2 \left\{ e^{-2((\epsilon_{0i}-2)/\Delta_i)^2} - e^{-2((30-\epsilon_{0i})/\Delta_i)^2} \right\}. \end{aligned}$$

La otra expresión integral correspondiente a la parte constante de la sección eficaz, con energías por sobre los 30 MeV esta dada por,

$$I_2 = (\pi^2\hbar^3c^2)^{-1} \sigma_{Ai} \left[\int_{15/\Gamma}^{\infty} \frac{w^2 dw}{e^{w/kT} - 1} - \left(\frac{15}{\Gamma} \right)^2 \int_{15/\Gamma}^{\infty} \frac{dw}{e^{w/kT} - 1} \right]. \quad (3.8)$$

De esta forma la solución a la Eq. (3.2) puede ser escrita,

$$\begin{aligned} R_{Ai} &= \frac{1}{\pi^2\hbar^3c^2\Gamma^2} \left\{ \frac{\mathcal{A}}{2} \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \epsilon_{0i} \Delta_i \left[e^{-2\epsilon_{0i}^2/\Delta_i^2} \mathcal{S}_1 + \mathcal{S}_2 \right] - \frac{\mathcal{A}}{2} \mathcal{J}' kT \ln(1 - e^{-15/\Gamma kT}) \right. \\ &- \frac{\mathcal{A}}{8} e^{-2\epsilon_{0i}^2/\Delta_i^2} \left(\frac{\pi}{32} \right)^{1/2} \frac{\Delta_i^3}{\Gamma} \mathcal{S}_3 + \frac{\mathcal{A}}{2} \mathcal{K} kT \left[\ln(1 - e^{-15/\Gamma kT}) - \ln(1 - e^{-1/\Gamma kT}) \right] \\ &\left. + \frac{f_i \Sigma_d}{120} \left[\Gamma^2 \mathcal{S}_4 + 15^2 kT \ln(1 - e^{-15/\Gamma kT}) \right] \right\} \quad (3.9) \end{aligned}$$

Tabla 3.1: Parámetros de la sección eficaz

A	$\epsilon_{0,1}$	ξ_1	Δ_1	$\epsilon_{0,2}$	ξ_2	Δ_2	ξ	Elemento
56	18	0.98	8	22	0.15	7	0.95	Fe
55	18	0.93	7	23.5	0.20	8	0.95	Mn
54	18	0.93	7	24	0.20	8	0.95	Cr
53	18	1.03	7	24	0.10	8	0.95	Cr
52	18	1.08	7	24	0.05	8	0.95	Cr
51	19	1.02	7	25	0.11	6	0.95	V
50	19	1.03	8	25	0.10	6	0.95	Ti
49	19	1.03	8	25	0.10	6	0.95	Ti
48	19	1.03	8	25	0.10	6	0.95	Ti
47	19	1.03	8	25	0.10	6	0.95	Ti
46	19	1.03	8	25	0.10	6	0.95	Ti
45	19	0.97	9	26	0.15	8	0.95	Sc
44	20	0.92	9	26	0.20	8	0.96	Ca
43	20	0.97	8	26	0.15	8	0.96	Ca
42	20	1.02	7	26	0.10	8	0.96	Ca
41	20	0.92	6	26	0.20	8	0.96	Ca
40	20	0.84	6	26	0.28	10	0.96	Ca
39	20	0.73	7	25	0.38	12	0.98	K
38	18	0.86	8	22	0.24	8	0.98	Ar
37	20	0.81	7	24	0.28	7	1.00	Cl
36	22	0.82	12	22	0.25	12	1.00	S
35	20	0.87	7	26	0.22	10	1.00	Cl
34	22	0.87	12	22	0.20	12	1.00	S
33	22	0.82	12	22	0.25	12	1.00	S
32	22	0.97	12	30	0.10	12	1.00	S
31	21	0.85	8	29	0.20	12	1.02	P
30	20	0.83	7	26	0.20	8	1.04	Si
29	20	0.83	7	26	0.20	8	1.04	Si
28	21	1.01	8	30	0.02	8	1.04	Si
27	21	0.80	8	29	0.20	12	1.05	Al
26	18	0.77	8	26	0.20	8	1.08	Mg
25	23	0.77	9	28	0.20	7	1.08	Mg
24	19	0.94	11	29	0.03	6	1.08	Mg
23	22	0.83	12	25	0.12	10	1.09	Na
22	22	0.81	12	21	0.11	4	1.09	Ne

3.1. LONGITUD DE ATENUACIÓN EN ENERGÍA DE LOS NÚCLEOS ULTRAENERGÉTICOS

43

A	$\epsilon_{0,1}$	ξ_1	Δ_1	$\epsilon_{0,2}$	ξ_2	Δ_2	ξ	Elemento
21	22	0.84	12	25	0.08	6	1.09	Ne
20	22	0.87	12	26	0.05	8	1.09	Ne
19	23	0.76	14	29	0.14	14	1.10	F
18	24	0.67	9	29	0.20	10	1.10	O
17	24	0.77	9	29	0.20	10	1.10	O
16	24	0.83	9	30	0.04	10	1.10	O
15	23	0.73	10	23	0.10	10	1.07	N
14	23	0.46	10	23	0.37	10	1.07	N
13	23	0.71	8	27	0.05	8	1.06	C
12	23	0.76	6				1.06	C
11	26	0.85	11	26	0.15	11	1.03	B
10	25	0.54	11	25	0.15	11	1.03	B
9	26	0.67	20				1.00	Be
4	27	0.47	12	45	0.11	40	1.11	He
3	13	0.33	18	15	0.33	13	1.11	He
2	5	0.97	-3,+15					H

donde los valores de \mathcal{A} , \mathcal{S}_i , y \mathcal{K} figuran en la Tabla 3.3. La velocidad de pérdida efectiva de nucleones es entonces, $R_{\text{eff}} = \sum_i iR_{Ai}$, donde la suma corre sobre todos los posibles canales de desintegración.

Dado que el ^{56}Fe es un elemento muy estable (la energía de ligadura por nucleón es máxima), núcleos más pesados son raramente encontrados en la radiación cósmica. Consideraremos de aquí en más a los núcleos de hierro como los elementos pesados más propicios para ser acelerados a altas energías.

De este modo, la velocidad de pérdida efectiva de nucleones puede ser parametrizada según,

$$R(\Gamma) = 3.25 \times 10^{-6} \Gamma^{-0.643} \exp(-2.15 \times 10^{10}/\Gamma) \text{ s}^{-1} \quad (3.10)$$

si $\Gamma \in [1. \times 10^9, 3.68 \times 10^{10}]$, y

$$R(\Gamma) = 1.59 \times 10^{-12} \Gamma^{-0.0698} \text{ s}^{-1} \quad (3.11)$$

si $\Gamma \in [3.68 \times 10^{10}, 1. \times 10^{11}]$.

Usando el escaleo para la sección eficaz propuesto por Puget et al. [110], $dA/dt|_A \approx dA/dt|_{\text{Fe}} A/56$ se obtiene fácilmente la variación de la masa con el tiempo, en el caso de ^{56}Fe ésta esta dada por,

$$A(t) = 56 e^{-R(\Gamma)t/56}. \quad (3.12)$$

Tabla 3.2: Branching ratio para la emisión de i nucleones

Elemento	i	f_i	Canal principal
${}^4\text{He}$	1	0.8	${}^4\text{He} (\gamma, n) {}^3\text{He}, {}^4\text{He} (\gamma, p) {}^3\text{H}$
	2	0.2	${}^4\text{He} (\gamma, np) {}^2\text{H}$
${}^9\text{Be}$	1	1	${}^9\text{Be} (\gamma, n) 2 {}^4\text{He}$
${}^{10}\text{Be} - {}^{22}\text{Ne}$	1	0.1	
	2	0.3	
	3	0.1	
	4	0.1	
	5	0.2	
	6	0.2	
${}^{23}\text{Na} - {}^{56}\text{Fe}$	1	0.10	
	2	0.35	
	3	0.10	
	4	0.05	
	5	0.15	
	6	0.045	
	7	0.04	
	8	0.035	
	9	0.03	
	10	0.025	
	11	0.02	
	12	0.018	
	13	0.015	
	14	0.012	
	15	0.01	

Tabla 3.3: Factores involucrados en la ecuación (3.9)

\mathcal{A}	$W^{-1} \xi_{Ai} \Sigma_d \Delta_i^{-1}$
\mathcal{S}_1	$\sum_{j=1}^{\infty} kTj^{-1} \exp[\mathcal{B}^2] \{ \Phi(\mathcal{B} + 15\sqrt{8}/\Delta_i) - \Phi(\mathcal{B} + \sqrt{8}/\Delta_i) \}$
\mathcal{S}_2	$\sum_{j=1}^{\infty} kTj^{-1} \exp\{-j/\Gamma kT\} [\Phi(\sqrt{2}(2 - \epsilon_{0i})/\Delta_i) - \Phi(\sqrt{2}(30 - \epsilon_{0i})/\Delta_i)]$
\mathcal{S}_3	$\sum_{j=1}^{\infty} \exp[\mathcal{B}^2] \{ \Phi(\mathcal{B} + 15\sqrt{8}/\Delta_i) - \Phi(\mathcal{B} + \sqrt{8}/\Delta_i) \}$
\mathcal{S}_4	$\sum_{j=1}^{\infty} \exp\{-15j/\Gamma kT\} [(kT/j)(15/\Gamma)^2 + (kT/j)^2(15/\Gamma) + (kT/j)^3]$
\mathcal{B}	$j\Delta_i/\Gamma kT\sqrt{32} - 2\epsilon_{0i}/\sqrt{2}\Delta_i$
\mathcal{K}	$\sqrt{\frac{\pi}{8}} \epsilon_{0i} \Delta_i \Phi(\sqrt{2}(\epsilon_{0i} - 2)/\Delta_i) + (\Delta_i/2)^2 \exp\{-2(\epsilon_{0i} - 2)^2/\Delta_i^2\}$

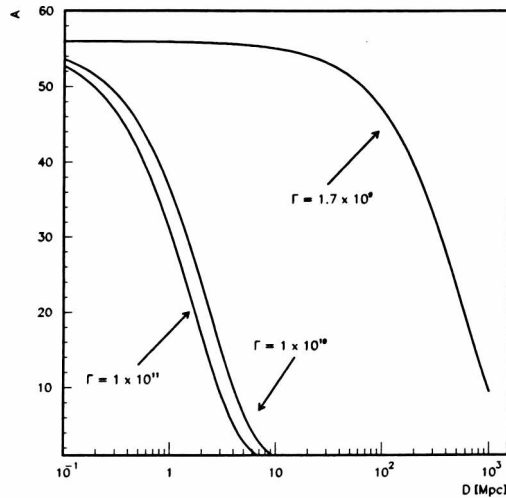


Figura 3.1: A vs distancia para distintas energías de inyección.

Una vez que las historias de desintegración de los núcleos son conocidas, dado que el mecanismo de emisión de nucleones es isotrópico en el referencial del núcleo en reposo, es fácil obtener la pérdida fraccional de energía, que resulta igual a la pérdida de masa del núcleo. Si suponemos que la partícula inyectada es un núcleo de hierro, la longitud de atenuación de la energía es entonces,

$$E = E_g e^{-R(\Gamma) t/56} \quad (3.13)$$

donde E_g denota la energía con la que el núcleo fue emitido por la fuente. La Fig. 3.1 muestra la longitud de atenuación nucleónica. Es claro que, los núcleos con energías por encima 200 EeV no pueden sobrevivir más de 10 Mpc. Notemos que este resultado coincide con los estudios más recientes realizados mediante simulaciones Monte Carlo [115, 116, 117].

En la Fig. 3.2 se grafica la energía total de los fragmentos sobrevivientes como función de la distancia. Los valores obtenidos son perfectamente consistentes con los obtenidos previamente por Cronin por medio de simulación Monte Carlo [97].

En las Figs. 3.3 y 3.4 se presenta una comparación entre el valor promedio de una simulación Monte Carlo [118] y los valores obtenidos por medio del formalismo de pérdida de energía continua. Aclaremos que la simulación Monte Carlo tiene en cuenta la pérdida de energía debida al proceso de creación de pares, así como también las implicancias debidas a las interacciones con el

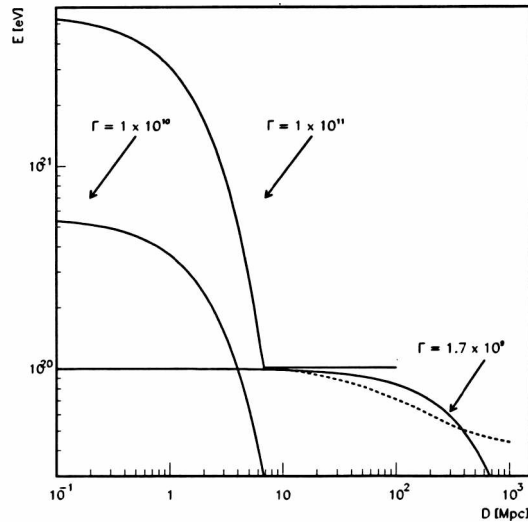


Figura 3.2: Energía de los fragmentos sobrevivientes vs distancia de propagación. Se incluye también la longitud de atenuación de la energía de los nucleones secundarios (línea de puntos).

fondo de radiación infrarroja.[†] El proceso de creación de pares determina una variación en el factor de Lorentz y como consecuencia el proceso de fotodesintegración se hace más lento. El efecto se hace claramente visible para núcleos que son emitidos con factores de Lorentz Γ_0 próximos a 4×10^9 . Al recorrer aproximadamente 60 Mpc el valor obtenido para la variación de A , utilizando la aproximación de la pérdida continua de energía, queda fuera de la región donde transcurren el 95 % de las simulaciones. Destaquemos también que al tener en cuenta la degradación de la energía (Fig. 3.4) el efecto es menos apreciable. Al incluir la creación de pares en el tratamiento, por un lado, el proceso de fotodesintegración en los núcleos en su travesía hacia la Tierra se hace más lento, pero por otro lado el factor de Lorentz disminuye. El resultado conjunto de los dos efectos determina un valor en la pérdida fraccional de energía levemente superior a la deducida a partir de nuestra parametrización, Ecs. (3.10) y (3.11).

En la Fig. 3.5 se muestra la relación entre la energía de inyección y la energía al tiempo t para diferentes distancias de propagación. El gráfico indica que la energía final del núcleo no es una función monótonica. Tiene

[†]La reciente determinación del fondo infrarrojo extragaláctico [119] ha sido tomada en cuenta en los procesos de simulación.

3.1. LONGITUD DE ATENUACIÓN EN ENERGÍA DE LOS NÚCLEOS ULTRAENERGÉTICOS

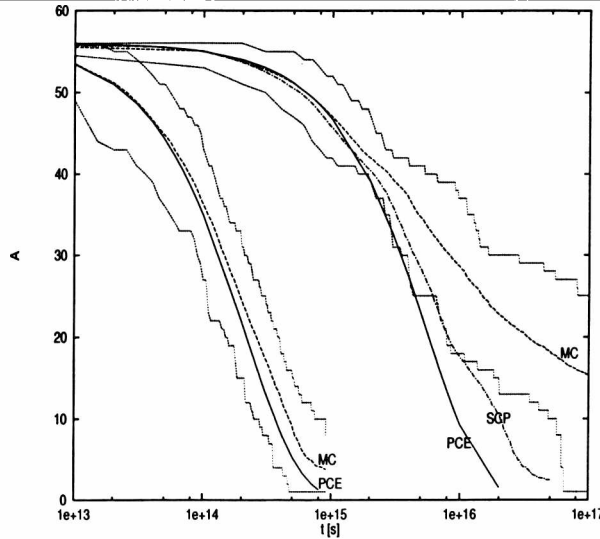


Figura 3.3: Comparación entre la aproximación de pérdida continua de energía (PCE) y el valor promedio obtenido mediante simulación Monte Carlo (MC). La figura muestra la variación del número másico vs. la distancia de propagación para diferentes factores de Lorentz iniciales, $\Gamma_0 = 4 \times 10^9$ y $\Gamma_0 = 2 \times 10^{10}$. Se grafican también, los valores promedios obtenidos mediante una simulación Monte Carlo realizada sin tener en cuenta la creación de pares (SCP). Los trazos en línea de puntos delimitan las regiones en las cuales se desarrollan el 95 % de las simulaciones (sólo el 2.5 % de las simulaciones se encuentran por debajo de las curvas inferiores y el 2.5 % por encima de las superiores).

un máximo para una energía crítica luego decrece hasta alcanzar un mínimo y crece nuevamente a medida que Γ crece. El hecho de que la energía E sea una función multivaluada de E_g determina un apilonamiento en el espectro. Más aún, este comportamiento revela una característica nueva en el espectro para fuentes localizadas más allá de 2.6 Mpc: una depresión delante del *bump* que hace que los eventos al final del espectro (justo antes del *cutoff*) sean alrededor de un 50% más probables que aquellos en la depresión. Para analizar esto en detalle discutiremos a continuación la evolución del espectro diferencial de energía para el caso de los núcleos.

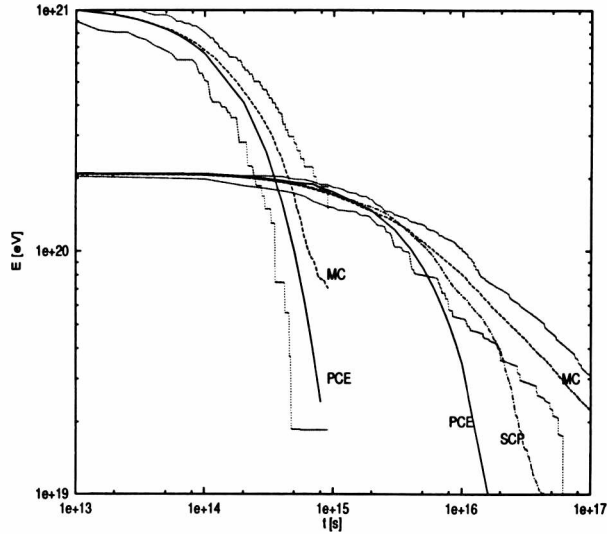


Figura 3.4: En la figura se grafica la energía de los fragmentos sobrevivientes como función de la distancia de propagación para diferentes factores de Lorentz iniciales ($\Gamma_0 = 4 \times 10^9$ y $\Gamma_0 = 2 \times 10^{10}$). Las convenciones de la notación utilizada son las mismas que en la Fig. 3.3.

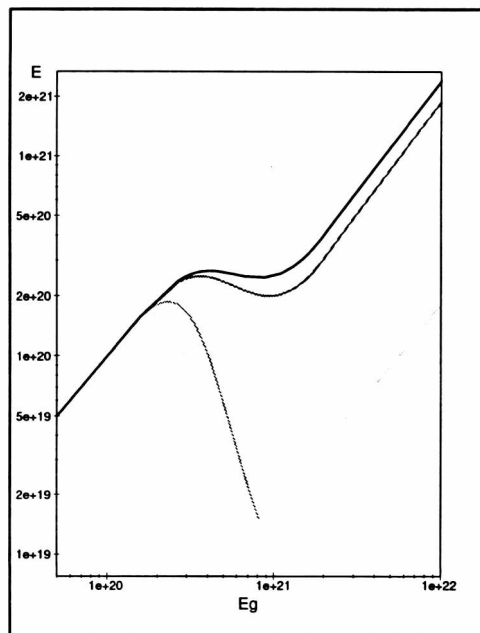


Figura 3.5: Relación entre la energía de inyección de núcleos de hierro y la energía final debido al proceso de fotodesintegración para distintas distancias de propagación (de gris a negro: 20 Mpc, 10 Mpc, 3.5 Mpc, 3 Mpc).

3.2 Una depresión antes del *bump* en el espectro de energía

La conservación del factor de Lorentz en el proceso de fotodesintegración determina la generación de nucleones de altísimas energías, por lo cual, los núcleos pesados ultra-energéticos pueden ser considerados entonces como fuentes viajeras, generadoras de tales nucleones. De este modo, el número total de partículas no es conservado durante la propagación. Sin embargo, la solución al problema se reduce considerablemente si se tratan por separado la evolución de los fragmentos sobrevivientes y la de los nucleones secundarios.

La evolución del espectro diferencial de los fragmentos pesados, esta gobernada por la ecuación de balance introducida en el capítulo anterior. Usando entonces el mismo formalismo y considerando una fuente puntual localizada a t_0 del observador, con un espectro de inyección $Q(E_g, t) = \kappa E_g^{-\gamma} \delta(t - t_0)$, el número de partículas con energía E al tiempo t esta dado por,

$$N(E, t)dE = \frac{\kappa E_g^{-\gamma+1}}{E} dE, \quad (3.14)$$

con E_g sujeta al vínculo (3.13).

Consideraremos ahora los efectos provenientes de la generación de los nucleones durante la propagación. Para factores de Lorentz $\Gamma < 10^{11}$ y distancias menores que 100 Mpc la energía con la que los nucleones son inyectados en el medio es aproximadamente igual a la energía con la que son detectados en la Tierra. El número de nucleones con energía E al tiempo t está dado por el producto entre la probabilidad de que un núcleo en vuelo emita un nucleón al tiempo t y la probabilidad de que un núcleo sea emitido al tiempo t_0 ,

$$n(E, t)dE = \frac{\kappa (1 - e^{-R(\Gamma)t/56}) A_0^{-\gamma+2} E_G^{-\gamma+1}}{E} dE \quad (3.15)$$

donde A_0 es la masa inicial del núcleo, y la energía de generación de los nucleones secundarios esta dada por $E_G = E_g/A_0$. Cuando los nucleones son inyectados con energías por encima de los 100 EeV, las pérdidas por fotoproducción de piones comienzan a ser significativas. Sin embargo, estos nucleones provienen de núcleos pesados con factores de Lorentz $\Gamma > 10^{11}$ que son desintegrados en distancias menores que 10 Mpc. Dado que el camino libre medio de los nucleones es alrededor de $\lambda_n \approx 10$ Mpc, es razonable definir un tiempo característico τ_r para el instante en que el número de nucleones se reduce a $1/e$ de su valor inicial A_0 . Para poder determinar las modificaciones del espectro debido a las pérdidas de energía que sufren los nucleones en su

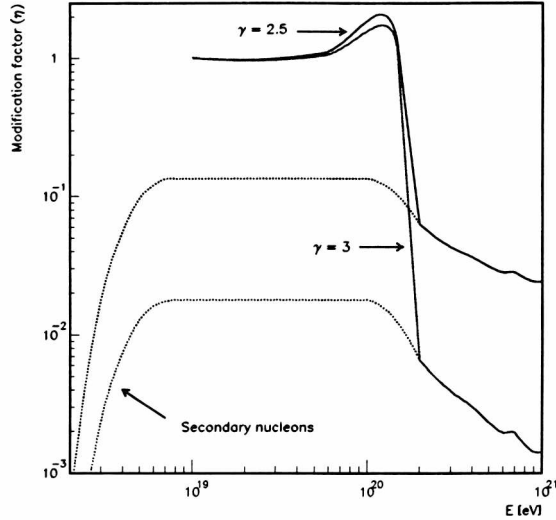


Figura 3.6: Factores de modificación para una fuente de núcleos de hierro, distancia de propagación 20 Mpc.

interacción con los fotones primordiales, supondremos que el núcleo de hierro emitido a $t = t_0$ es una fuente viajera que al cabo de un tiempo τ_r emite en el mismo instante los 56 nucleones juntos. De este modo el espectro de inyección puede ser aproximado por,

$$q(E_G, t) = \kappa A_0^{-\gamma+1} E_G^{-\gamma} \delta(t - \tau_r) \quad (3.16)$$

El número de nucleones con energía E al tiempo t es entonces,

$$n(E, t) dE = \frac{\kappa A_0^{-\gamma+2} E_G^{-\gamma+1}}{E} dE \quad (3.17)$$

y la relación entre la energía de inyección y la energía al tiempo t permanece fija por la relación $A(t - \tau_r) - \text{Ei}(B/E) + \text{Ei}(B/E_G) = 0$, donde Ei es la exponencial integral, y A, B los parámetros de la pérdida fraccional de energía introducidos en el capítulo anterior.

En la Fig. 3.6 se muestran los factores de modificación de los fragmentos sobrevivientes de fuentes de hierro con diferentes índices espectrales y una distancia de propagación de 20 Mpc. También están incluidos los espectros correspondientes a los nucleones secundarios. Puede apreciarse claramente que el espectro de los nucleones, es al menos un orden de magnitud menor que el de los fragmentos sobrevivientes alrededor de la zona del *bump* y por lo tanto será despreciado de aquí en más.

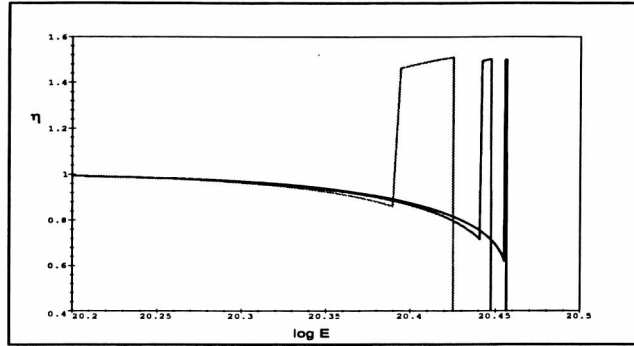


Figura 3.7: Factores de modificación de fuentes de hierro para distintas distancias de propagación (de negro a gris, 2.6 Mpc, 2.7 Mpc y 3 Mpc) suponiendo un índice espectral $\gamma = 2$.

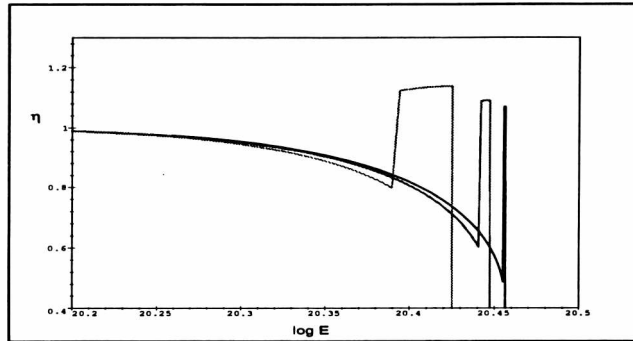


Figura 3.8: Igual que en la Fig. 3.7 con índice espectral $\gamma = 2.5$.

En las Figs. 3.7 y 3.8 se muestra el factor de modificación para diferentes distancias de propagación alrededor de 3 Mpc. Ellas muestran un *bump* un *cutoff* y también una depresión antes del *bump*. Es importante remarcar que el mecanismo que produce el apilonamiento que se ve en las Figs. 3.6, 3.7 y 3.8 tiene un origen diferente al de la Fig. 2.2. En el caso de los nucleones, la producción de fotomesones involucra la creación de nuevas partículas que se llevan energía dejando a los nucleones cada vez más cerca del umbral de la fotoproducción de piones. Este mecanismo modulado por la pérdida fraccional de energía es el responsable del *bump* en el espectro. El *cutoff* es una consecuencia de la conservación del número de partículas juntamente con las propiedades del espectro de inyección ($\int_{E_{th}}^{\infty} E_g^{-\gamma} dE_g < \infty$).

En el caso de los núcleos, dado que el factor de Lorentz es conservado, los fragmentos sobrevivientes ven a los fotones térmicos del fondo cósmico siempre con la misma energía. De este modo, debido a que los núcleos que

son inyectados con energías por encima al umbral de la fotodesintegración pierden energía al perder masa, nunca alcanzan el umbral. El *bump* observado en este caso se debe solamente a la multivaluación de la energía al tiempo t como función de la energía de inyección. Núcleos emitidos con diferentes energías pueden llegar con la misma energía pero con diferente masa.

Es claro que excepto en la región del apilonamiento, el factor de modificación η es menor que 1, dado que $\eta = (E/E_g)^{\gamma-1}$. Esta afirmación pareciera entrar en contradicción con la conservación del número de partículas. En realidad, la conservación del factor de Lorentz implica,

$$\kappa E_g^{-\gamma} dE_g|_{\Gamma} = N(E, t) dE|_{\Gamma} \quad (3.18)$$

en acuerdo con la conservación del número de partículas. Más aún, la condición (3.18) determina completamente la evolución del espectro de energía de los fragmentos sobrevivientes (3.14). Notemos que para poder comparar los espectros modificados y sin modificar, en lo que a la conservación del número de partículas se refiere, uno debe tomar en cuenta que las correspondientes energías están corridas. Como se sigue de (3.18), la conservación del número de partículas en el espectro esta dada por

$$\int_{E_{\text{th}}}^{E_{\pi_{\text{th}}}} N(E, t) dE = \int_{E_{g_{\text{th}}}}^{E_{g_{\pi_{\text{th}}}}} \kappa E_g^{-\gamma} dE_g \quad (3.19)$$

con E_{th} y $E_{\pi_{\text{th}}}$ los umbrales de energía para la fotodesintegración y fotoproducción de piones respectivamente.

Retomemos ahora nuestro análisis de la Fig. 3.5 en relación a la depresión que aparece en el espectro. En el caso de una fuente cercana de hierro, localizada alrededor de 3 Mpc, y con energías de inyección por debajo de la región donde la función $E(E_g)$ es multivaluada, E es claramente menor que E_g y por ende la depresión se hace visible. A pesar de la violencia del proceso de fotodesintegración a través de la resonancia dipolar gigante, para fuentes cercanas ninguno de los núcleos son completamente desintegrados, determinando esta inusual depresión antes del bump. Para una distancia de vuelo de 3 Mpc, la composición de los núcleos a su llegada a la Tierra cambia desde un $A = 50$ ($\Gamma \approx 10^9$) a un $A = 13$ ($\Gamma \approx 10^{11}$). Sin embargo la variación más importante tiene lugar en la región del bump, donde A varía desde 48 hasta 13, siendo los nucleos de $A = 33$ los más abundantes. Para distancias de propagación mayores que 10 Mpc, es de esperar sólo el arribo de nucleones para energías por encima de 9×10^{20} eV. En este caso la función $E(E_g)$ es multivaluada por debajo del umbral de la fotodesintegración y la depresión no existe. Cabe recalcar que para el caso de una fuente a 3.5 Mpc, la depresión en el espectro es casi inapreciable, $\mathcal{O}(1\%)$, en buen acuerdo con

3.2. UNA DEPRESIÓN ANTES DEL *BUMP* EN EL ESPECTRO DE ENERGÍA

53

los resultados obtenidos previamente por Elbert y Sommers por medio de simulación Monte Carlo [83].

Parte II

Théorie des grandes gerbes de l'air

Capítulo 4

Fenomenología de colisiones hadrónicas

Tradicionalmente el estudio de los rayos cósmicos ha contribuido notablemente al conocimiento básico sobre la física de partículas elementales y sus interacciones. El Observatorio Pierre Auger detectando rayos cósmicos por encima de 10^{19} eV, será indudablemente una valiosa fuente de información acerca de las interacciones fundamentales en una nueva frontera de energía. El estudio y comparación de los diferentes modelos teóricos para las interacciones que tienen lugar a las energías más altas jamás detectadas en la Tierra es de gran importancia para la interpretación de los datos que coleccionará el Observatorio Auger. En los próximos dos capítulos examinaremos las similitudes y diferencias entre estos modelos y su influencia en los observables de las cascadas de partículas producidas en la atmósfera por primarios ultra-energéticos.

4.1 De la alta atmósfera a la superficie terrestre

La interacción de los rayos cósmicos en la alta atmósfera genera una cascada: amplio disco de partículas de pequeño espesor que se mueve prácticamente a la velocidad de la luz. En el caso que el primario sea un nucleón o un núcleo, la cascada comienza con una interacción hadrónica. El número de hadrones se incrementa a través de las sucesivas generaciones de interacciones entre partículas. Sin embargo, en cada generación alrededor del 30 % de la energía es transferida via el decaimiento de los piones neutros a una cascada electromagnética. El 90 % de la energía del primario es disipada en la cascada electromagnética (las partículas ionizan y excitan a las moléculas de nitrógeno del aire causando radiación cercana al ultravioleta), el resto de la

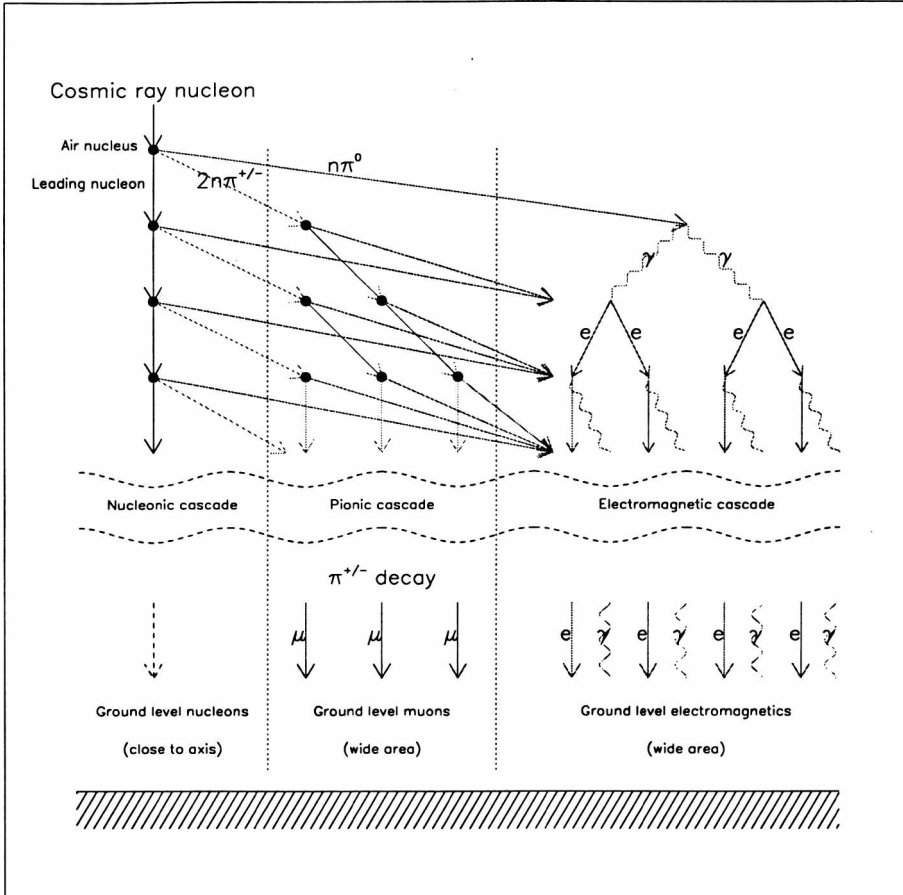


Figura 4.1: Diagrama muy simplificado de los principales procesos en una cascada. Se supone que la partícula incidente es un nucleón, la lluvia se divide en tres categorías: la cascada nucleónica, la cascada de piones y la cascada electromagnética inducida por el decaimiento de los piones neutros.

energía es transformada en muones y neutrinos a través del decaimiento de los piones cargados. La Fig. 4.1 muestra el desarrollo de una cascada en forma esquemática.

La localización en la atmósfera donde la lluvia genera el mayor número de partículas se denomina profundidad del máximo de la lluvia y se denota con X_{\max} . Este valor depende tanto de la energía total como de la masa del primario. Para un dado valor de la energía es de esperar que una cascada producida por un núcleo pesado tenga un desarrollo más rápido que la inducida por un protón. Esto es en parte debido a que los núcleos pesados tienen una sección eficaz mayor y por ende pueden interactuar más rápido que los protones. Más aún, es posible estudiar el comportamiento de los núcleos

pesados como una superposición de sus constituyentes: los nucleones. El modelo de superposición representa un buen estimador del comportamiento (en promedio) de varias propiedades de la lluvia. Así, un núcleo de hierro produce una lluvia que puede ser aproximada por la superposición de 56 lluvias de nucleones, cada una con $1/56^{\text{ésimo}}$ de la energía del núcleo de hierro. La posición del X_{max} para lluvias inducidas por protones se incrementa al menos en 55 g/cm^2 por cada década de energía, por lo tanto al reducir la energía en $1/56$, el valor esperado del X_{max} decrece aproximadamente en 100 g/cm^2 . Se espera entonces que un núcleo de hierro tenga un X_{max} de 100 g/cm^2 menor que el X_{max} de un protón de la misma energía.

El enjambre de partículas es dispersado del eje de la lluvia (*core*) debido a una serie de efectos combinados; el *scattering* coulombiano y las interacciones o decaimientos con intercambio de impulso transversal. Las partículas se desparraman lateralmente formando una especie de panqueque, de modo que al llegar a la superficie terrestre el frente habrá desplegado un área muy grande. La mayor densidad de partículas se genera en la zona cercana al *core*, a medida que uno se aleja del eje la densidad decrece siguiendo la escala determinada por el radio de Moliere en el aire [120]. Estudios de simulación de lluvias iniciadas con incidencia vertical predicen que la distribución es axialmente simétrica fuera de la región del *core*. Este es un hecho que ha sido confirmado experimentalmente a lo largo de un gran rango de energías, ver Fig. 4.2 [45].

El frente de la lluvia al llegar a la superficie de la Tierra está levemente curvado semejando una especie de cono. Esta geometría indica que las partículas alejadas de la región del *core* llegan por detrás del plano de la lluvia (plano \perp al *core*). Los muones generalmente llegan antes a la superficie que los electrones y los fotones dado que sufren menos interacciones y entonces tienen un camino más directo hacia la tierra. Las lluvias iniciadas por núcleos de hierro al ser ricas en muones y desarrollarse en una zona más alta de la atmósfera tienen una señal que llega en un lapso de tiempo menor que el de las lluvias iniciadas por protones de la misma energía.

Los detectores de fluorescencia ven a la lluvia como un punto de luz cuyo movimiento transcurre a lo largo del *core*. La cascada de las partículas ionizantes es monitoreada en la atmósfera a través de la fluorescencia del nitrógeno. La cantidad de luz producida a una dada profundidad en la atmósfera es proporcional al tamaño de la lluvia y caracteriza al número de partículas cargadas N_e . Midiendo la luz producida a diferentes profundidades, el detector de fluorescencia determina el perfil longitudinal de la lluvia $N_e(x)$. A medida que el número de partículas de la lluvia se incrementa, la energía original es repartida entre más y más partículas. El tamaño de la lluvia alcanza su máximo N_{max} a alguna profundidad X_{max} y luego decrece.

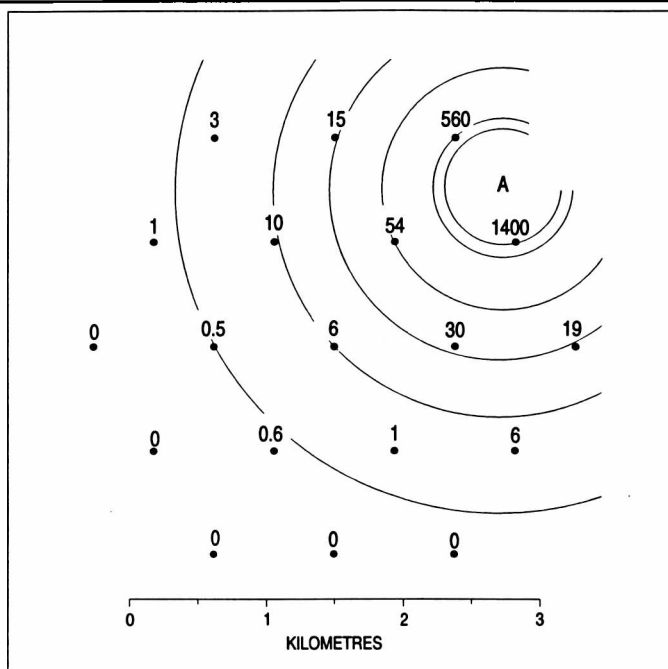


Figura 4.2: EAS No. 2-4834 detectada por el Volcano Ranch con una energía superior a 10^{20} eV. Los números indican las densidades de partículas observadas en unidades de m^{-2} , el punto A representa la localización estimada para el eje de la lluvia.

La integral del perfil longitudinal es una medida calorimétrica de la energía total de la lluvia electromagnética. Dado que cada partícula cargada en la cascada deposita en promedio 2.2 MeV en cada intervalo de profundidad de 1 g/cm^2 [121], el valor de la energía es,

$$E_{em} = 2.2 \int N_e(X) dX \text{ Mevg/cm}^2. \quad (4.1)$$

La energía de la cascada electromagnética puede ser considerada como una cota inferior a la energía del rayo cósmico primario.

La energía del primario puede ser estimada también a partir de los detectores de tierra. El mecanismo utilizado en este caso es una interpolación y/o extrapolación de una cantidad que se supone correlacionada con la energías del primario. Así por ejemplo, la determinación de la energía en el experimento Haverah Park esta basada en la correlación de la energía con $\rho(600)$, la densidad de señal por metro cuadrado en los tanques de agua que se encuentran a una distancia de 600 m del *core*. En el caso de AGASA se usa $S(600)$, la densidad de energía depositada en los centelladores plásticos

a 600 m del core. El uso de estos estimadores esta bien establecido, se sabe que dependen muy poco de los programas de simulación utilizados para modelar la lluvia [122]. En el caso de Haverah Park y AGASA $\rho(600)$ y $S(600)$ tienen una incerteza menor que el 20 % (esto incluye un 10 % debido a las fluctuaciones físicas y un 10 % debido a la incerteza en la reconstrucción de la lluvia).

La fuente más importante de las fluctuaciones en el desarrollo de la lluvia provienen de las primeras interacciones. Las fluctuaciones en las interacciones posteriores están promediadas sobre un gran número de partículas y no son importantes. La profundidad a la que ocurre la primera interacción (el camino libre medio en la alta atmósfera) tiene un gran efecto sobre la localización del máximo de la lluvia. Notemos también que las fluctuaciones en el número relativo de piones cargados y neutros en las primeras generaciones de las lluvias afectan tanto al desarrollo de la cascada electromagnética como al contenido de muones a nivel de la superficie. Dos programas de simulación (SIBYLL [123], QGSJET [124]), basados esencialmente en los mismos conceptos físicos, modelan las interacciones hadrónicas, responsables de las primeras generaciones de partículas, por encima de 10^{20} eV. Dedicaremos la última parte de esta Tesis al análisis (tanto fenomenológico como utilizando simulaciones) de los modelos teóricos subyacentes en SIBYLL y QGSJET a fin de identificar el origen de sus diferencias, las cuales se traducen en diferentes predicciones para el comportamiento de la cascada de partículas en la atmósfera. En particular discutiremos la posible influencia de los mismos en la determinación de los parámetros utilizados para inferir la energía y composición del primario.

4.2 Modelos hadrónicos

4.2.1 Procesos *soft*

Los eventos que resultan de las colisiones hadrónicas de alta energía revelan la producción de un gran número de partículas, de modo que, su descripción es particularmente complicada debido a la gran cantidad de variables involucradas. En particular, en los procesos *soft*, la situación es todavía más complicada debido a que la porción de impulso transferido involucrado es pequeña, la constante de acoplamiento es grande y la teoría de perturbaciones usual pierde sentido. Por este motivo las propiedades de estos eventos no pueden ser extraídas directamente del Lagrangiano de QCD. En general se recurre a modelos fenomenológicos [125, 126, 127, 128].

Existe una gran diversidad de datos experimentales en lo concerniente a la

CAPÍTULO 4. FENOMENOLOGÍA DE COLISIONES HADRÓNICAS

62

física hadrónica: diferentes tipos de haces y blancos han permitido medir, en un extenso rango de energías, cantidades como la secciones eficaces, distribuciones de multiplicidad y sus momentos, correlaciones entre partículas, etc. Estos datos imponen severos vínculos a cualquier modelo fenomenológico, y desafortunadamente ningún modelo existente puede atribuirse los merecimientos para ser considerado el “correcto”. Lo más a que uno puede aspirar es a una buena representación de los datos existentes más un poder de predicción sobre propiedades no estudiadas o la extrapolación de resultados a altas energías.

La base teórica de los modelos mencionados puede encontrarse en la teoría de Gribov-Regge (GR) [129].* Esta teoría parte de considerar al intercambio del Pomerón como el proceso básico en el *scattering* elástico y difractivo hadrón-hadrón de altas energías, entendiéndose por Pomerón, un objeto con propiedades bien definidas, cuya naturaleza en términos de quarks y gluones no está completamente entendida.† En la teoría GR, se calcula la amplitud elástica $A_{2 \rightarrow 2}$ como una suma de amplitudes con intercambio de varios Pomerones. La unitariedad relaciona las discontinuidades de las amplitudes elásticas con los *scatterings* inelásticos. En particular, la sección eficaz total puede ser desarrollada como $\sigma = \sum \sigma_m$, siendo σ_m la sección eficaz relacionada con m Pomerones. La formulación precisa de este concepto ambiguo es lo que define a los diferentes modelos.

Remarquemos, (y a riesgo de sonar demasiado reiterativo) que la teoría GR es un enfoque fenomenológico que no ha sido derivado de la teoría básica (QCD). Veneziano [131] hizo un intento por cubrir esta brecha identificando desarrollos topológicos de diagramas de QCD (cada gráfico de Feynman puede ser caracterizado por una superficie bidimensional orientable, y el desarrollo de Feynman puede ser reagrupado como una suma sobre las diferentes topologías de las superficies orientables [132, 131]) para *scatterings* elásticos con desarrollos de intercambios de Pomerones múltiples en la teoría GR.

El cálculo perturbativo de Regge puede ser descrito por un modelo de eikonal generalizada, donde los pesos de los correspondientes gráficos de Pomerón se obtienen utilizando el formalismo eikonal standard. La prob-

*Los detalles de cálculo de los conceptos que se presentan en forma cualitativa a continuación pueden encontrarse, por ejemplo, en [130].

†En el lenguaje de la teoría relativista, usualmente se asocia a los procesos que involucran la amplitud de los polos de Regge el intercambio de un Reggeon. En particular, el comportamiento de la sección eficaz total (crecimiento logarítmico) requiere la contribución dominante de un Reggeon “especial” (Pomerón) para expresar los *scatterings* difractivos.

abilidad de una interacción inelástica entre hadrones a y b esta dada por,

$$\chi_{ab}^{\text{SOFT}}(s, b) = \frac{\gamma_a \gamma_b}{R_{ab}^2} \exp \left\{ \Delta y - \frac{b^2}{4 R_{ab}^2} \right\} \quad (4.2)$$

con $y = \ln s$, $\Delta = \alpha_P(0) - 1$ y $R_{ab} = R_a^2 + R_b^2 + \alpha'_P(0) y$. Siendo Δ y $\alpha'_P(0)$ los parámetros de la trayectoria del Pomeron, y γ y R^2 los parámetros que describen los vértices hadrónicos.

Este resultado puede obtenerse también a partir de las reglas de corte de Abramovskii-Gribov-Kancheli (AGK) [133].[†] Una discontinuidad o un corte en el propagador del Pomeron proporciona la sección eficaz inelástica para la producción múltiple de partículas. Por el contrario un Pomeron no cortado, corresponde al *scattering* elástico. El intercambio de un único Pomeron en un *scattering* elástico corresponde al diagrama dominante. La discontinuidad en el canal s corresponde a la producción de dos cadenas de partículas como se muestra en la Fig. 4.3.(a). Las correcciones al diagrama dominante provienen del intercambio de múltiples Pomerones cortados. El intercambio de dos Pomerones cortados queda representado por un diagrama con cuatro cadenas, Fig. 4.3.(b). Las dos nuevas cadenas interactúan con los quarks y anti-quarks del mar.

La producción de secundarios en cada cadena requiere introducir un escenario aún más sofisticado, donde los hadrones son tratados como excitaciones de “cuerdas elásticas” con quarks confinados localizados en sus bordes [134]. El intercambio de color entre los hadrones colisionantes, determina la formación de un “tubo de color” (dos cuerdas $q\bar{q}$, $qq\bar{q}\bar{q}$), que hadroniza generando múltiples partículas.

La fragmentación de un partón i en un tipo específico de hadrones h está descrito por una función de fragmentación $D_i^h(z)$ que depende de la fracción de momento z del partón adquirida por h [135]. El modelo de hadronización standard resulta de la separación de un tubo estirado con flujo de color que se fragmenta sucesivamente produciendo pares de quarks anti-quarks. La ruptura de estas cuerdas produce hadrones con momento transversal limitado por el flujo del tubo en esa dirección. Las propiedades de los *jets* de hadrones quedan descritos por modelos de cascadas con una naturaleza probabilística iterativa, implementada en los programas de Lund Monte Carlo [136].

En síntesis, las ideas esbozadas en la discusión anterior, introducidas independientemente en Orsay, bajo el nombre de Dual Parton Model (DPM)

[†]Las reglas de corte AGK permiten relacionar las discontinuidades en los gráficos de Reggeones. Su validez es independiente de la forma de las funciones de vértice, siempre que estas satisfagan propiedades generales tales como unitariedad, analiticidad y amortiguamiento para grandes valores del impulso en la dirección transversal.

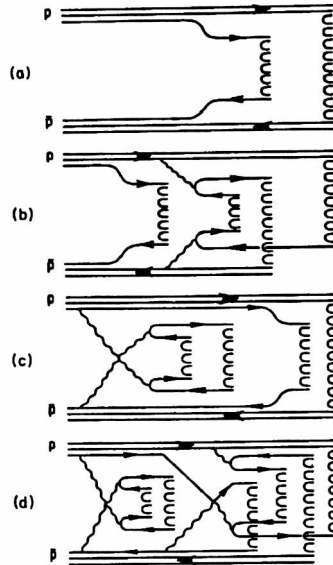


Figura 4.3: Diagramas que representan el intercambio de Pomerones *soft* y cadenas *hard*, (a) corte de un Pomeron *soft* (dos cadenas *soft*), (b) corte de dos Pomerones *soft* (cuatro cadenas), (c) corte de un Pomeron *soft* y uno *hard* (d) corte de un Pomeron *soft* y dos *hard*.

[125] , y en Moscú conocidas como el Quark Gluon String Model (QGS) [126], indican que la amplitud de *scattering* para colisiones hadrónicas de altas energías puede ser expresada como un desarrollo topológico de la teoría GR. Para poder obtener las propiedades de los estados hadrónicos finales de cada diagrama tanto DPM como QGS requieren i) la introducción de funciones de estructura partónica, que pueden relacionarse con la probabilidad de producir estados específicos excitados de cuerdas, ii) funciones de fragmentación que están conectadas con el decaimiento de las cuerdas excitadas.

4.2.2 *Minijets*

Los estudios en el *intersecting storage rings* (ISR), CERN, revelaron un inesperado crecimiento en la sección eficaz de las interacciones $p + p \rightarrow \pi^0 + x$, y $p + p \rightarrow \pi^\pm + x$, con un considerable impulso transversal en los piones [137], observaciones que a su vez fueron confirmadas por los experimentos de rayos cósmicos [138]. Más aún, la evidencia de producción de *minijets* detectada por UA1 [139], junto con la correlación entre la multiplicidad por evento y el momento transversal por partícula [140], parecerían indicar que alrededor de $\sqrt{s} \approx 800$ GeV los procesos de QCD *semi-hard* tienen relevancia en las inter-

acciones hadrónicas. En particular, para obtener una buena representación de la sección eficaz total, el valor inicial de $\Delta = 0.07$, debe ser reemplazado para ajustar los datos obtenidos en el $Spp\bar{S}$ por $\Delta = 0.14$ (con el ajuste adecuado de los demás parámetros). Más aún, el ajuste de $d\sigma/dy(s)$ a $y = 0$ requiere esencialmente valores de Δ aún mayores.

El modelo fenomenológico más simple para dar cuenta de este efecto fue presentado por Gaisser y Halzen a mediados de la década del '80 [141]. En este modelo la sección eficaz total puede ser expresada a partir de la suma de dos términos: la sección eficaz *soft* σ_{soft} (independiente de la energía para grandes valores de \sqrt{s}), y la sección eficaz σ_{QCD} calculada a partir de un tratamiento perturbativo con un *cut-off* impuesto para pequeños valores del momento transversal p_T . El modelo predice un rápido crecimiento de la sección eficaz total a medida que aumenta la energía del centro de masa, de modo que, ajustando adecuadamente el *cut-off* en la energía pueden reproducirse los datos del colisionador CERN ISR. Sin embargo, este modelo aditivo viola unitariedad considerando energías de 1 TeV, como las del Fermilab Tevatron Collider [142].

Un año más tarde, usando la formulación del scattering difractivo [143] para estudiar la dependencia de la sección eficaz a partir del modelo de partones de QCD, Durand y Pi reformularon el modelo corrigiendo la deficiencia antes mencionada [144]. Este nuevo enfoque estudia la amplitud de scattering en la aproximación eikonal utilizando la representación del parámetro de impacto e ignorando los efectos de espín y la pequeña parte real de la amplitud de scattering, aproximaciones razonables a altas energías. La expresión para la sección eficaz inelástica toma la forma,

$$\sigma_{\text{inel}} = \int d^2b [1 - e^{-2\chi(b,s)}] \quad (4.3)$$

donde la eikonal queda representada por,

$$\chi(b, s) = \chi_{\text{hard}}(b, s) + \chi_{\text{soft}}(b, s) \quad (4.4)$$

siendo χ_{soft} de la forma

$$\chi_{\text{soft}}(b, s) = C(s)A(b) \quad (4.5)$$

y χ_{hard} es igual a la mitad del valor promedio de las interacciones fuertes con parámetro de impacto b ,

$$\chi_{\text{hard}} = \frac{1}{2} n(b, s) = \frac{1}{2} A(b)\sigma_{\text{QCD}}(s). \quad (4.6)$$

**CAPÍTULO 4. FENOMENOLOGÍA DE COLISIONES
HADRÓNICAS**

66

Donde $A(b)$ representa la probabilidad de interacción entre dos de los partones que componen los hadrones colisionantes (se supone a la distribución partónica del nucleon incidente asociada a la distribución de carga).[§] σ_{QCD} es la sección eficaz inclusiva para la producción de *jets*,

$$\sigma_{\text{QCD}}(s) = \int dx_1 \int dx_2 \int dp_T G(x_1) G(x_2) \frac{d\hat{\sigma}(\hat{s})}{dx_1 dx_2 dp_T} \quad (4.7)$$

siendo $\hat{\sigma}(s)$ la sección eficaz elemental de la interacción partón-partón a subenergías $\hat{s} = x_1 x_2 s$. Las variables x_i representan la fracción de momento de los nucleones incidentes transportada por los partones correspondientes. La sección eficaz $\hat{\sigma}$ es obtenida a partir del tratamiento de QCD perturbativo, se supone que este tratamiento es válido para momentos transversos por encima del umbral p_T^{min} , un parámetro básico del modelo. Las G representan las funciones de distribución standard. A pesar de que existe un pequeño incremento en $C(s)$ (posiblemente debido a las interacciones *soft*), se fija $C = 123 \text{ GeV}^{-2}$ (independiente de la energía) de modo que reproduzca el valor de la sección eficaz (32 mb) en la región donde χ_{hard} es pequeña.

La sección eficaz inelástica puede ser reescrita según,

$$\sigma_{\text{inel}} = \sum_{N=1}^{\infty} \sigma_N + \int d^2b e^{-n(b,s)} [1 - e^{-2C A(b)}] \quad (4.8)$$

con

$$\sigma_N = \int \frac{[n(b,s)]^N}{N!} e^{-n(b,s)} d^2b. \quad (4.9)$$

σ_N puede ser interpretada como la sección eficaz topológica para la producción de N pares de *minijets*, cada uno con $p_T > p_T^{\text{min}}$. Esta interpretación supone que el número de pares de *jets* para un parametro de impacto b está caracterizado por la distribución de Poisson con media $n(b,s)$. Es importante notar que, en términos del desarrollo AGK la cantidad σ_N corresponde al intercambio de N cortes de escaleras sumadas sobre todas las escaleras no

[§]En términos más precisos, la distribución partónica para las interacciones p - p es la transformada de Fourier del factor de forma eléctrico del protón, de modo que,

$$A_{pp}(b) = \frac{\nu_p^2}{12\pi} \frac{(\nu_p b)^3}{8} K_3(\nu_p b),$$

siendo $K_3(z)$ la función hiperbólica de Bessel exponencialmente decreciente, y $\nu_p^2 \approx 0.71 \text{ GeV}^2$. La suposición de que los partones y la carga eléctrica en el protón tienen distribuciones similares es una versión moderna de las ideas presentadas a mediados de la década del '60 sobre la distribución de la materia dentro del protón [145].

cortadas[133]. Por lo tanto, la distribución de probabilidad para la producción de *minijets* esta dada por,

$$P_N = \frac{\sigma_N}{\sigma_{\text{inel}}} \quad (4.10)$$

y el número medio de pares de *jets* por colisión es,

$$\langle N \rangle = \sum_{N=0}^{\infty} N P_N = \frac{\sigma_{\text{QCD}}(s)}{\sigma_{\text{inel}}}. \quad (4.11)$$

En SIBYLL (los procesos *soft* están basados esencialmente en el DPM), para generar un evento inelástico no difractivo, se procede a seleccionar al azar el número de pares de *minijets* a ser producidos. Los valores de x_1 y x_2 se determinan de acuerdo a las distribuciones de partones en los hadrones incidentes, sujetos al vínculo $p_T^{\text{jet}} > p_T^{\text{min}}$. Cada par de *jets* es representado como el *loop* de cuerda estirado entre gluones que no esta conectado a las cuerdas que generan el evento subyacente [146]. La fragmentación de los gluones es ligeramente diferente de la fragmentación usual de las cuerdas del evento fundamental. Primero se crea una partícula en cada uno de los bordes del loop generando dos pares $q\bar{q}$ en cada extremo. Las dos cuerdas resultantes son fragmentadas normalmente. Esto da un mínimo de seis partículas por cada par de *jets*. Para una descripción más detallada el lector es remitido a [123].

Los parámetros de los algoritmos que son ajustados para reproducir los datos obtenidos en aceleradores, ya sea en la región central ($p_{\text{min}}^2 = 5 \text{ GeV}^2$, multiplicando la sección eficaz del jet por un factor *ad hoc*, $k = 1.7$) como así también en la región de fragmentación, son posteriormente extrapolados, sin reajustes, varios ordenes de magnitud.

En QGSJET [124] la teoría es formulada completamente en términos de intercambios de Pomerones. La idea básica es reemplazar el Pomerón *soft* (introducido en la sección anterior), por uno comunmente llamado "Pomerón *semi-hard*", que es esencialmente un Pomerón *soft* ordinario con una escalera de partones de QCD adosada en el medio. De este modo, en QGSJET, los *minijets* surgen como una parte del Pomerón *semi-hard*, que es el verdadero motor de la interacción (Figs. 4.3.(c) y 4.3.(d)) [147].

La contribución de la interacción *semi-hard* a la sección eficaz hadrón-hadrón, teniendo en cuenta la evolución previa (emisión de un Pomerón *soft*) esta dada por

$$\chi_{ab}^{\text{HARD}}(s, b) = r^2 \int dy_1 \int dy_2 \chi_{ab}^{\text{SOFT}} \frac{1}{2} \hat{\sigma}(s) \quad (4.12)$$

donde y_i es el valor que toma la rapidez en cada uno de los extremos del Pomerón, y r^2 un parámetro asociado a la distribución partónica. Así, la sección eficaz inelástica se obtiene sumando sobre las secciones eficaces de diferentes procesos,

$$\sigma_{\text{inel}} = \sum_{n,m=1}^{\infty} \sigma_{ab}^{(n,m)}, \quad (4.13)$$

siendo

$$\begin{aligned} \sigma_{ab}^{(n,m)}(s) &= \frac{1}{C_{ab}} \int d^2b \frac{(2 C_{ab} \chi_{ab}^{\text{SOFT}})^n (2 C_{ab} \chi_{ab}^{\text{HARD}})^m}{n! m!} \\ &\times \exp\{-2 C_{ab} (\chi_{ab}^{\text{SOFT}} + \chi_{ab}^{\text{HARD}})\}, \end{aligned} \quad (4.14)$$

la sección eficaz asociada a n cortes de Pomerones *soft* y m bloques *semi-hard*; C_{ab} es un coeficiente característico de la interacción. El número de partículas cargadas se obtiene fácilmente generalizando el método de producción de hadrones mediante el intercambio de Pomerones *soft*, discutido en la Ref. [126].

El conjunto de parámetros del Pomerón *soft*, $\Delta = 0.07$, $\alpha'_p(0) = 0.21 \text{ GeV}^{-2}$, $R_{pp}^2 = 3.56 \text{ GeV}^{-2}$, $\gamma_p^2 = 3.64 \text{ GeV}^{-2}$ es recuperado al tener en cuenta procesos *semi-hard* ($p_{\text{min}}^2 = 4 \text{ GeV}^2$, $r^2 = 0.6 \text{ GeV}^{-2}$, $C_{pp} = 1.5$).

Los algoritmos de QGSJET reproducen los datos experimentales con bastante precisión. La Tabla 4.1 contiene las predicciones de QGSJET y el modelo QGS para dos valores diferentes del parámetro Δ junto con los datos obtenidos experimentalmente (DE) [124]. De los datos se desprende que la sección eficaz inelástica predicha por el modelo QGS con $\Delta = 0.14$ no difiere demasiado de los valores que se obtienen con QGSJET, sin embargo la sección eficaz con (QGS) $\Delta = 0.07$ es ligeramente menor.

Un enfoque alternativo de QGSJET es discutido en [148]. En esta versión, una vez determinada la relación de energía entre los procesos *soft* y *semi-hard*, la hadronización es calculada usando algoritmos similares a los empleados en HERWIG [149].

4.3 Inclusión de efectos nucleares

Las simulaciones numéricas de EAS, deben incluir efectos nucleares. Los modelos estadísticos y termodinámicos generalmente adoptan un tratamiento *naive* en el que el proyectil y sus fragmentos pierden la misma cantidad de energía en cada interacción [150]. Si bien este procedimiento tiende a

Tabla 4.1: Secciones eficaces nucleón nucleón obtenidas experimentalmente y mediante simulaciones con QGS, QGSJET.

\sqrt{s} [GeV]	Modelo/DE	σ_{tot} [mb]	σ_{el} [mb]	σ_{inel} [mb]
53	QGSJET	42.7	7.0	35.7
	DE	42.9 ± 0.2	7.6 ± 0.3	35.3 ± 0.4
546	QGSJET	61.7	12.0	49.7
	DE	61.26 ± 0.93	12.87 ± 0.3	48.39 ± 0.98
1800	QGSJET	77.7	17.0	60.7
	DE	80.03 ± 2.24	19.70 ± 0.85	60.33 ± 2.4
10^5	QGSJET	147 (138)	40 (36)	107 (102)
	QGS $\Delta = 0.07$	102	20	82
	QGS $\Delta = 0.14$	140	35	105

compensar el alto grado de elasticidad utilizado en estos modelos para simular las interacciones hadrón-hadrón, produce una propagación sumamente inelástica cuando es aplicado a los modelos de cuerdas (KNP) [151] desencadenando un desarrollo rápido de la lluvia, en contradicción con los datos obtenidos mediante colisiones p -núcleo [152]. Al respecto mencionemos que, es precisamente el modelo KNP [151] el favorecido por el grupo de Fly's Eye para establecer (mediante simulaciones) la profundidad a la que ocurre el máximo desarrollo de las lluvias con primarios entre 10^{17} y 10^{19} eV [3].

Tanto SIBYLL como QGSJET[¶] introducen el poder de frenado de hadrones en el núcleo de la misma manera. Las partículas muy energéticas producen un *scattering* múltiple formulado en base a la teoría de Glauber [155]. En efecto, la expresión para la sección eficaz inelástica está dada por

$$\sigma_{\text{inel}}^{hA}(s) = 2\pi \int b d^2b (1 - e^{-\sigma_{\text{inel}}^{hh} T(b)}), \quad (4.15)$$

con $T(b)$ el perfil nuclear. Notemos que $\sigma_{\text{inel}}^{hA}(s)$ puede ser expresada como la suma sobre las secciones eficaces correspondientes a los ν nucleones afectados en el blanco, siendo $\langle \nu \rangle = A\sigma_{\text{inel}}^{hh}/\sigma_{\text{inel}}^{hA}$. Es de esperar que las predicciones

[¶]La inclusión de efectos nucleares en QGSJET esta discutida en detalle en [153]. El mecanismo esquematizado a continuación, incluido en SIBYLL, sigue lineamientos similares a los presentados en [154].

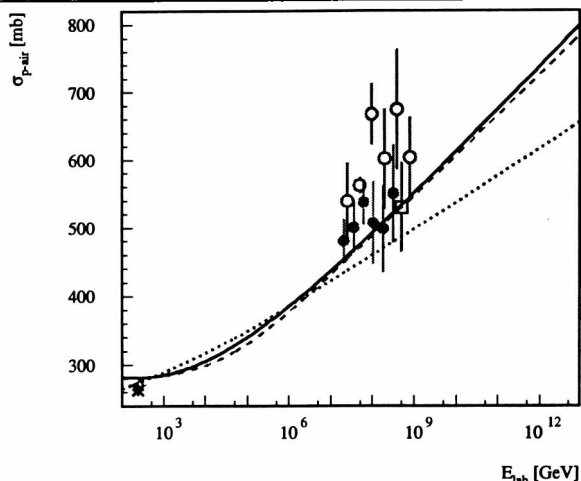


Figura 4.4: Secciones eficaces p -aire como función de la energía del protón incidente.

para el número de nucleones afectados en las interacciones a altas energías sean diferentes en SIBYLL y KNP, puesto que, al extrapolar unos pocos órdenes de magnitud los algoritmos utilizados en estos programas comienzan a observarse marcadas diferencias en las secciones eficaces hadrón-hadrón [156]. ^{||}

Sin embargo, como mencionamos, la diferencia más significativa reside en el tratamiento de las interacciones que sufre el haz dentro del blanco. En SIBYLL, la producción de partículas nuevamente deviene como consecuencia de la fragmentación de cadenas neutras partón-partón construídas a partir de los quark contenidos en los hadrones colisionantes. En el caso en que los nucleones afectados del blanco sean más de uno, las cuerdas extras son conectadas al proyectil mediante los quarks del mar. Dado que las funciones de estructura de los quarks del mar son más suaves que las de los quarks de valencia, el haz pierde menor cantidad de energía en estas colisiones adicionales. Por lo tanto, éste modelo de *scattering* múltiple (y a diferencia del modelo KNP) controla que la inelasticidad de una colisión hadrón-núcleo no sea mucho mayor que la correspondiente a una interacción hadrón-hadrón.

^{||}En la Ref. [157] se sostiene que la distribución de nucleones afectados en una interacción hadrón-núcleo es la misma en los dos modelos. Ésto es debido a que, en un principio, se pensó que los modelos no presentaban divergencias respecto de σ_{pp} . De hecho, al tener en cuenta interacciones a energías del Tevatron, las secciones eficaces hadrón-hadrón coinciden al igual que el número de nucleones afectados.

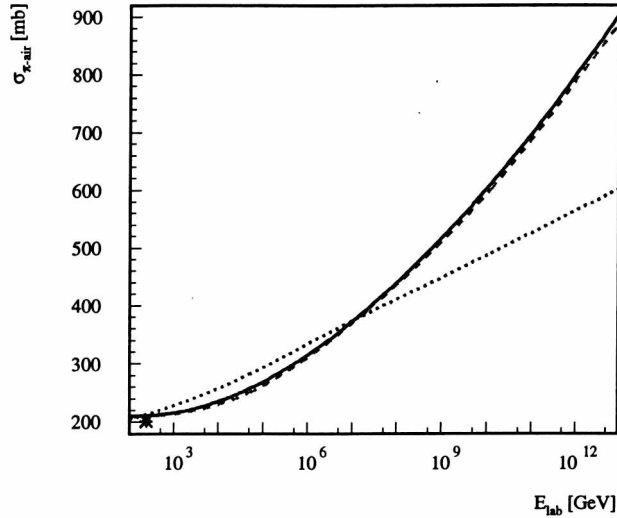


Figura 4.5: Secciones eficaces π -aire.

En las Figs. 4.4 (4.5) se muestran las secciones eficaces p -aire y (π -aire) en función de la energía del proyectil en el sistema del laboratorio. Se han superimpuestos puntos experimentales obtenidos mediante experimentos en aceleradores * [158], \diamond [159], así como también datos obtenidos en experimentos de rayos cósmicos, \circ [160]**, \bullet [161], \square [162]. Tanto en los cálculos de la sección eficaz de QGSJET (línea de puntos) como en la usualmente llamada “Bartol cross section” (línea discontinua), la energía de laboratorio aparece como un *input* en los algoritmos. Sin embargo, el parámetro en SIBYLL (trazo continuo), es la energía del sistema centro de masa hadrón-nucleón [163]. Es importante destacar, que gráficas similares se encuentran publicadas en [124], pero la sección eficaz de SIBYLL tiene un comportamiento diferente. Esto debe atribuirse a un error en el procedimiento de conversión al sistema centro de masa.

Como discutimos en las secciones anteriores, el ajuste de los parámetros (a los datos de aceleradores) en QGSJET contiene una mezcla de interacciones *soft* y *hard*, mientras que en SIBYLL la interacción es controlada por la producción de *minijets*. De este modo, es de esperar una desviación en las

**Es importante remarcar que durante el cálculo de $\sigma_{p\text{-air}}$ en la Ref. [160] se tuvo en cuenta una dependencia en la energía dada por $290 E_{\text{lab}}^{0.06 \pm 0.01}$. Esta parametrización se obtiene suponiendo que no existe una ruptura significativa del escaleo de Feynman en la región de fragmentación, y que el aumento en la multiplicidad crece como $\ln^2 s$. Es de esperar que el valor de $\sigma_{p\text{-air}}$ sea menor si, por el contrario, existe una ruptura en el escaleo de Feynman en la región de fragmentación. Ver, [161].

CAPÍTULO 4. FENOMENOLOGÍA DE COLISIONES HADRÓNICAS

72

predicciones de los modelos cuando los algoritmos son extrapolados varios ordenes de magnitud. Más aún, uno podría asegurar que las predicciones de SIBYLL indicarán un crecimiento más abrupto (que en QGSJET) en la sección eficaz, dado que a altas energías los procesos *semi-hard* dominan sobre los *soft*, y la extensión a colisiones hadrón-núcleo, en principio, no introduce divergencias adicionales significativas.

En el próximo capítulo se comparan las predicciones de SIBYLL y QGSJET a partir de resultados obtenidos por medio de simulaciones Monte Carlo.

Capítulo 5

Interacciones hadrónicas en la última frontera de energía

En este último capítulo se presentan una serie de análisis comparativos entre SIBYLL y QGSJET. Éstos resultados se encuentran parcialmente discutidos en [167].

Comenzamos nuestro estudio comparando las interacciones \bar{p} - p y \bar{p} -núcleo. A continuación, para ahondar en el análisis de la influencia de los distintos modelos propuestos en las EASs, se generan alrededor de 5000 lluvias iniciadas por protones con energías entre 10^{14} y $10^{20.5}$ eV mediante el programa AIRES [164], un sistema realístico capaz de generar lluvias que incluyen cascadas electromagnéticas* e interacciones hadrónicas modeladas por SIBYLL y QGSJET.

5.1 Colisiones Hadrónicas

La manera más directa para poder analizar las diferencias entre los modelos es comparar las predicciones sobre el número de secundarios que son producidos en condiciones similares. Por medio de la simulación de interacciones \bar{p} - p y \bar{p} - A^\dagger (con la energía del proyectil variable), de cada modelo hadrónico se generaron conjuntos que contienen (cada uno) 10^5 colisiones. A partir de éstos construimos las distribuciones bidimensionales del número de secundarios *vs.* el logaritmo de la energía de algunas especies seleccionadas. En todos los casos se encuentra que el número de secundarios provenientes de colisiones simuladas con QGSJET es mayor que en la correspondiente

*La mayoría de los algoritmos que describen la cascada electromagnética, están basados en el reconocido programa de simulación MOCCA [165].

†De aquí en más A refiere a un núcleo con número másico igual a 10.

simulación con SIBYLL. Esto puede ser apreciado en las distribuciones bidimensionales de energía *vs.* el número total de secundarios, Figs. 5.1 a 5.8. A pesar de que las diferencias no son tan obvias a 100 TeV (Figs. 5.1 y 5.2), crecen dramáticamente cuando la energía del proyectil alcanza 10^{20} eV (Figs. 5.7 y 5.8). Notemos sin embargo, que las distribuciones de piones tienen igual forma a diferencia de lo que ocurre con aquellas que corresponden a la componente nucleónica (ver Fig. 5.9).

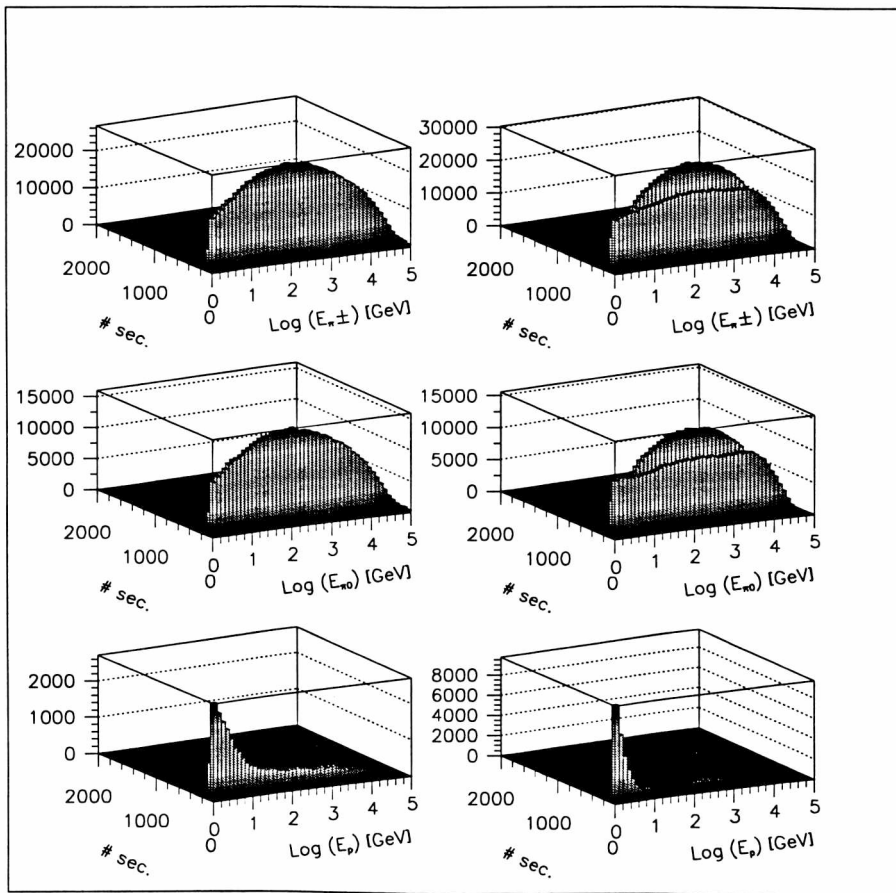


Figura 5.1: Distribuciones bidimensionales obtenidas a partir de *scatterings* $p\bar{p}$ (energía de incidencia del \bar{p} 100 TeV). Del lado izquierdo se presentan los resultados de SIBYLL, mientras que el lado derecho corresponde a los resultados de QGSJET.

Estas visibles discrepancias pueden ser explicadas cualitativamente a partir de los conceptos introducidos en las secciones precedentes. Dado que en SIBYLL las interacciones a altas energías son sólo representadas en términos

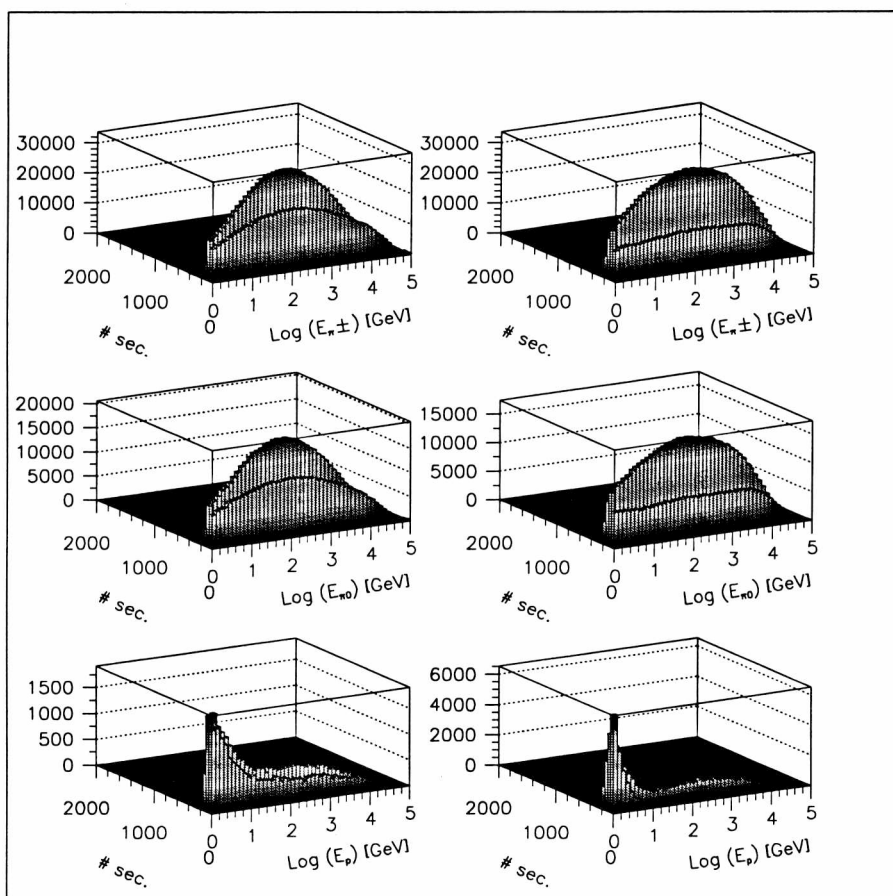


Figura 5.2: Scatterings p -núcleo ($A = 10$), energía de incidencia del \bar{p} 100 TeV. Se utilizan las mismas convenciones que en la Fig. 5.1.

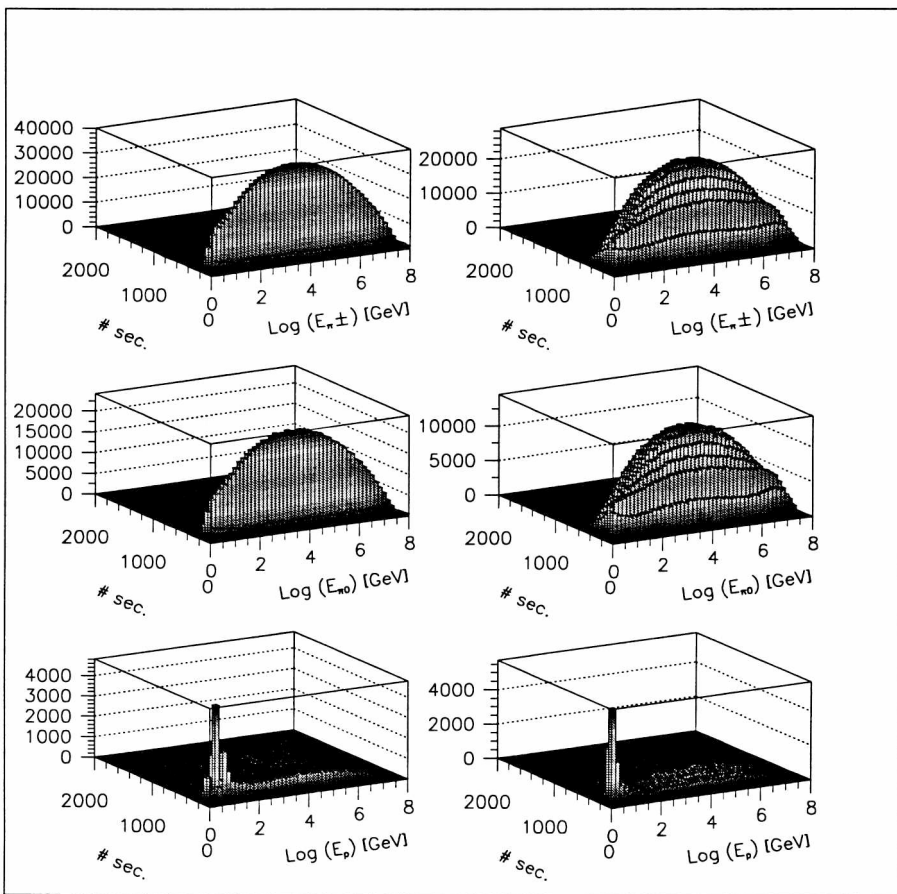


Figura 5.3: *Scatterings* $p\text{-}\bar{p}$, energía de incidencia del \bar{p} 100 PeV. Se utilizan las mismas convenciones que en la Fig. 5.1.

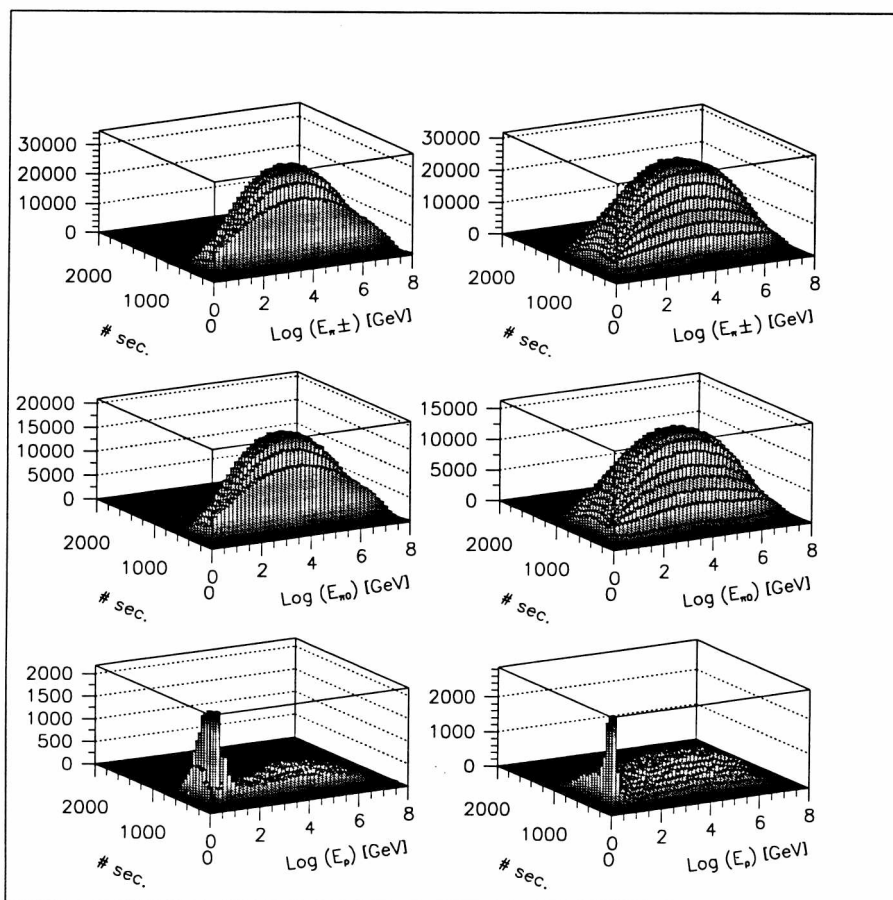


Figura 5.4: *Scatterings* p -núcleo ($A = 10$), energía de incidencia del \bar{p} 100 PeV. Se utilizan las mismas convenciones que en la Fig. 5.1.

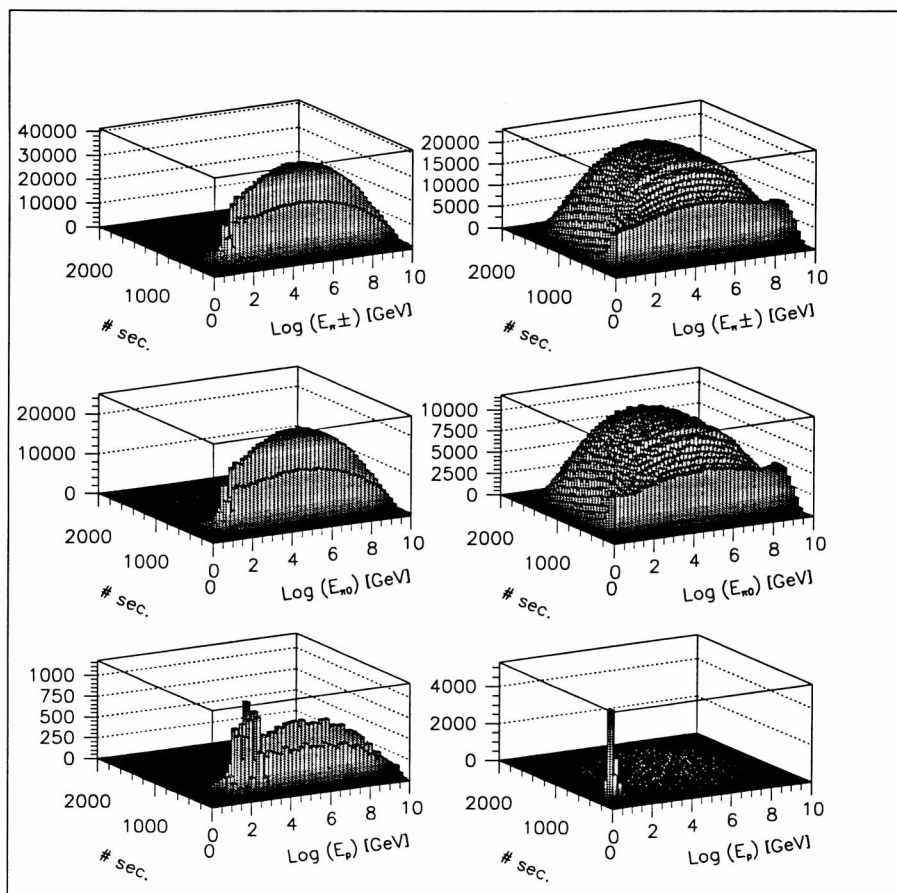


Figura 5.5: *Scatterings* $p\bar{p}$, energía de incidencia del \bar{p} 10 EeV. Se utilizan las mismas convenciones que en la Fig. 5.1.

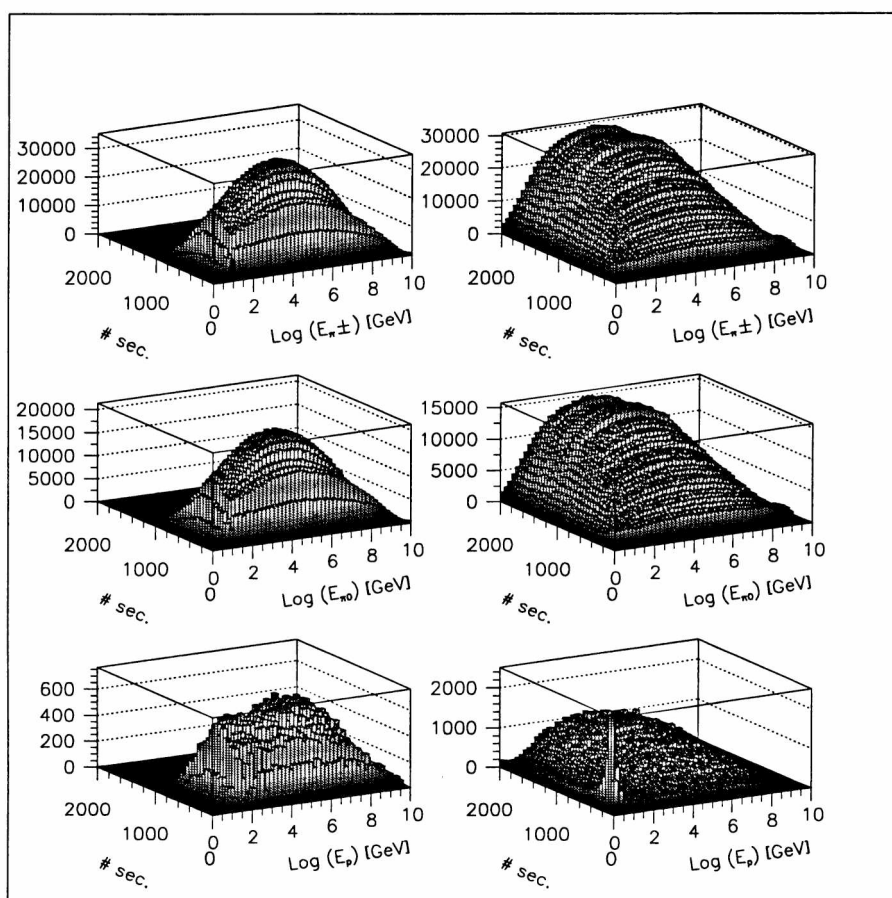


Figura 5.6: Scatterings p -núcleo ($A = 10$), energía de incidencia del \bar{p} 10 EeV. Se utilizan las mismas convenciones que en la Fig. 5.1.

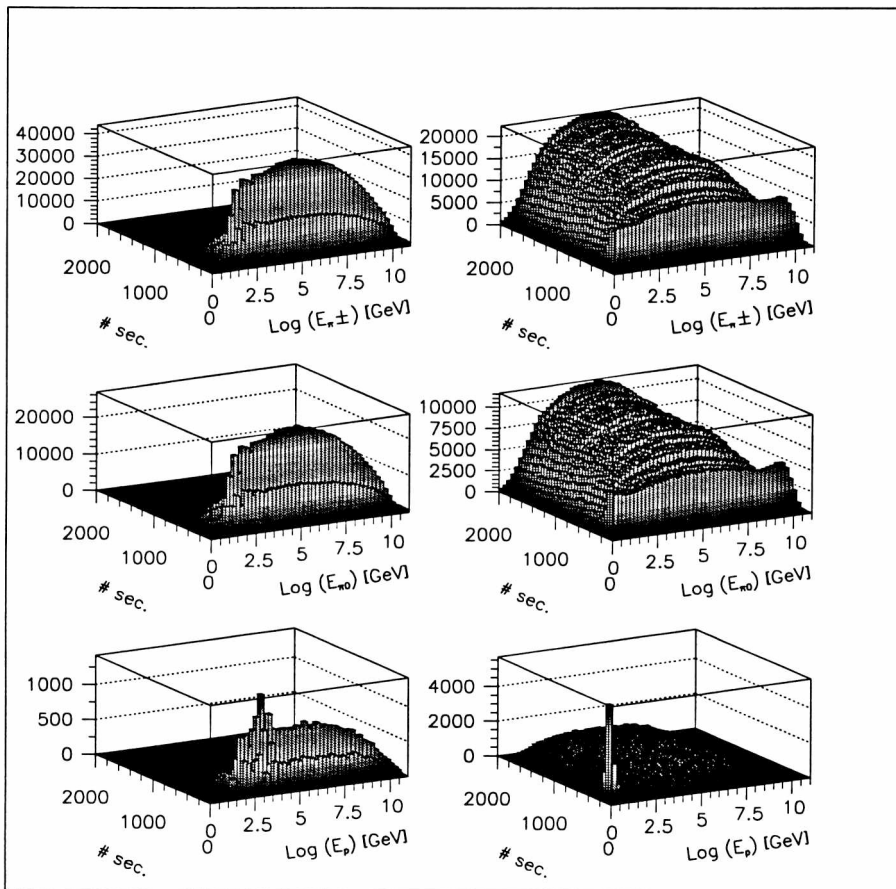


Figura 5.7: *Scatterings* $p\bar{p}$, energía de incidencia del \bar{p} 100 EeV. Se utilizan las mismas convenciones que en la Fig. 5.1.

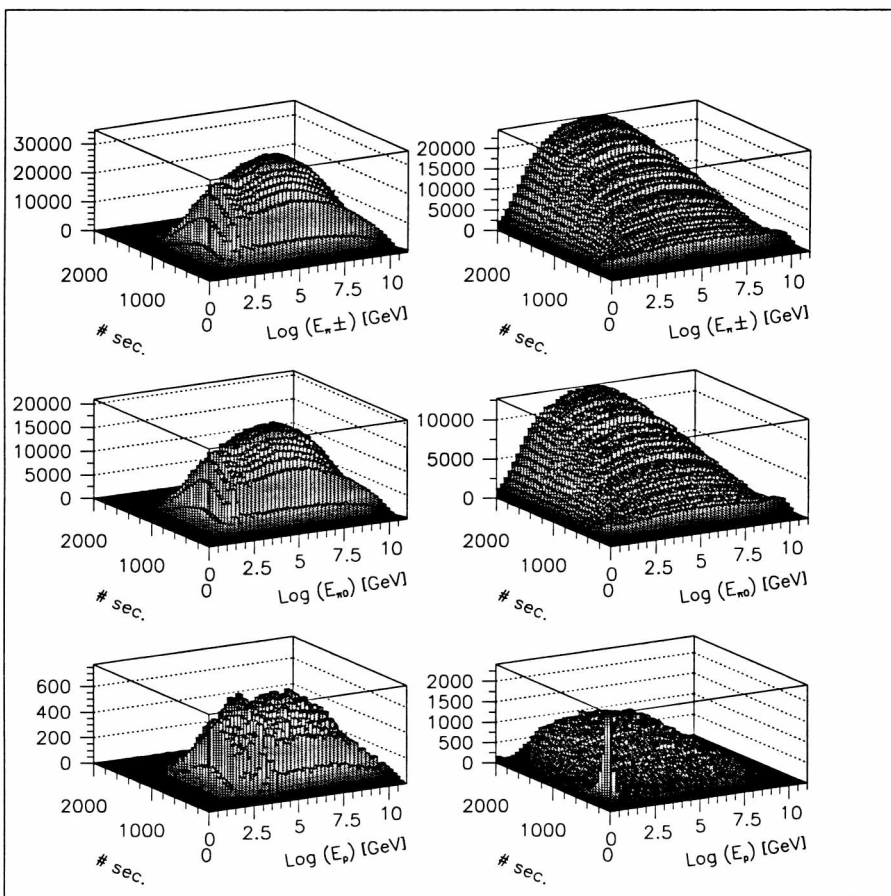


Figura 5.8: *Scatterings* p -núcleo ($A = 10$), energía de incidencia del \bar{p} 100 EeV. Se utilizan las mismas convenciones que en la Fig. 5.1.

de *minijets*, la cantidad de pares de *jets* necesaria para dar cuenta del incremento en la sección eficaz, debe ser mayor que en el caso QGSJET. Pero a la vez, para reproducir en forma exacta las multiplicidades detectadas en los aceleradores, el número de secundarios por *minijet* producidos por SIBYLL debe ser menor. En otros términos, el uso de *minijets* como único recurso para modelar las interacciones *semi-hard* necesariamente se traduce en procesos menos inelásticos que los gobernados conjuntamente por Pomerones *soft* y *semi-hard*. A altas energías, claro está, las interacciones *hard* dominan notoriamente sobre las *soft* determinando un visible incremento del número de secundarios en las simulaciones realizadas con QGSJET respecto de las SIBYLL. Como fue discutido en la sección anterior, la extensión a interacciones hadrón-núcleo es desarrollada en ambos modelos en el marco de la teoría de Glauber, y por tanto, no agrega divergencias adicionales significativas.

5.2 EAS

Lluvias inducidas por protones son simuladas utilizando AIRES+SIBYLL y AIRES+QGSJET. El rango de energías incluye primarios desde 10^{14} eV extiéndose hasta $10^{20.5}$ eV. Para resaltar las diferencias entre los modelos hadrónicos se utilizó en ambos casos la sección eficaz de AIRES (“*Bartol cross section*”).

Todas las colisiones hadrónicas con energías por debajo de los 200 GeV son procesadas utilizando el algoritmo de desintegración de Hillas [166], mientras que por encima de esta energía, SIBYLL o QGSJET gobiernan los procesos hadrónicos. Han sido rastreadas las trayectorias de las partículas con energías superiores a los siguientes umbrales: 500 keV para gamas, 700 keV para positrones y electrones, 1 MeV para muones, 1.5 MeV para mesones y 80 MeV para nucleones y núcleos. Los primarios son inyectados en la alta atmósfera (100 km.a.s.l), y los detectores son ubicados a nivel del mar.

Se analizó detalladamente el desarrollo longitudinal de las lluvias. El número de partículas junto con sus energías han sido registradas para diferentes niveles (más de 100) en función de la penetración vertical. La multiplicidad cargada, esencialmente electrones y positrones, permitió determinar la localización del máximo de la lluvia, por medio de un ajuste a la función de Gaisser-Hillas [164] con 4 parámetros.

En la Fig. 5.10 se muestra la variación del $\langle X_{\max} \rangle$ como función de la energía del primario. Se observa claramente que SIBYLL desencadena lluvias con un desarrollo más lento que QGSJET, incrementándose las diferencias al aumentar la energía del primario. Esto es consistente con el hecho de que

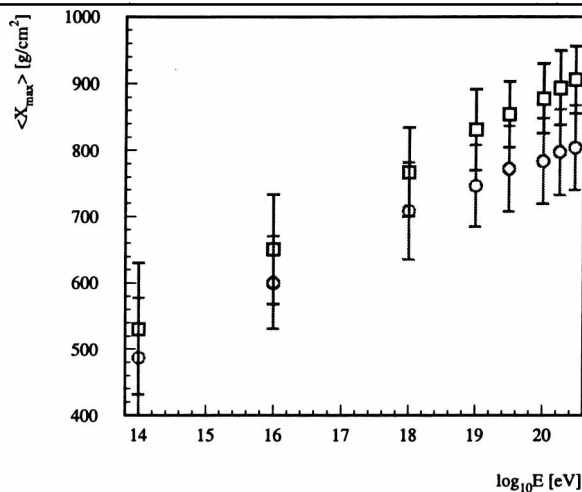


Figura 5.10: Valor promedio de la profundidad del máximo en lluvias inducidas por protones ($\langle X_{\max} \rangle$) como función del logaritmo de la energía del primario. Las barras de error indican las fluctuaciones standard (las fluctuaciones RMS de los valores medios están contenidas en los símbolos). Los cuadrados (círculos) corresponden a SIBYLL (QGSJET).

QGSJET produce más secundarios que SIBYLL y por consiguiente, en éste último, se retarda el desarrollo de la lluvia electromagnética (fuertemente correlacionada con el decaimiento de los π^0). Las fluctuaciones, representadas por las barras de error, disminuyen monótonicamente al aumentar la energía, variando entre 95 g/cm² a 10¹⁴ eV hasta 70 g/cm² a 10^{20.5} eV.

Antes de seguir adelante es importante remarcar que el valor obtenido para $\langle X_{\max} \rangle$ a 10¹⁹ eV es ligeramente diferente al presentado recientemente en la Ref. [168]. Esta diferencia surge del hecho de que los caminos libres medios son, en nuestro caso, los mismos para ambas simulaciones (sección eficaz de AIRES), mientras que en el otro tratamiento se utilizan separadamente las secciones eficaces de SIBYLL Y QGSJET (recordemos que a 10¹⁹ éstas presentan diferencias considerables, Figs. 4.4 y 4.5).

Como caso representativo, vamos a analizar en detalle el comportamiento de las lluvias inducidas por protones de 10^{20.5} eV. En la Fig. 5.11, se muestra el número total de piones, muones, gamas y partículas cargadas en función de la profundidad vertical en la atmósfera. El comportamiento de la lluvia electromagnética es consistente con la discusión de los párrafos anteriores, un corrimiento en la posición del máximo de la lluvia (claramente visible en el caso de partículas cargadas). Es importante notar que, a pesar de que

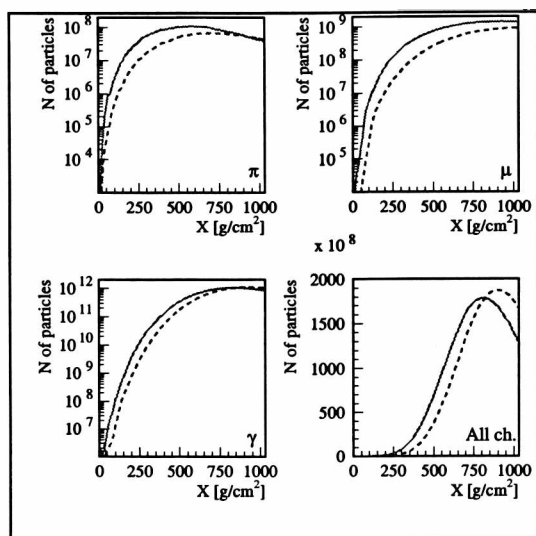


Figura 5.11: Desarrollo longitudinal para lluvias verticales inducidas por protones de $10^{20.5}$ eV. El gráfico muestra el número promedio de partículas como función de la altitud atmosférica. En trazo continuo se presentan los resultados obtenidos con QGSJET y en línea de puntos los obtenidos con SIBYLL.

las curvas muestran notorias diferencias en los primeros pasos (en piones, muones y gamas a menos de 250 g/cm^2 difieren en 2 órdenes de magnitud), estas decrecen monótonicamente a medida que la lluvia evoluciona. La menor diferencia entre los modelos corresponde al caso de los piones, cuyo número a nivel del mar es muy similar en ambos casos. Por el contrario, en la superficie en el número de muones presenta (si bien no son críticas) algunas diferencias.

Con la información colectada es posible evaluar las distribuciones laterales y las distribuciones de energía no sólo a nivel del mar, sino también a diferentes altitudes.

Las distribuciones laterales, Figs. 5.12, 5.13 y 5.14, muestran importantes diferencias entre SIBYLL y QGSJET a grandes altitudes, sin embargo, estas diferencias disminuyen a medida que el frente de la lluvia se aproxima a la superficie. Dicho comportamiento puede ser explicado a partir de las diferencias en el número de secundarios producidos por SIBYLL y QGSJET discutidos en la sección anterior. Debido al hecho que SIBYLL produce menos secundarios, tiene en promedio, más energía en cada fragmento y por lo tanto el número de generaciones de partículas que devienen en colisiones hadrónicas es mayor que en el caso de QGSJET. Como resultado, durante el desarrollo de la lluvia SIBYLL es llamado más veces que QGSJET, y esto

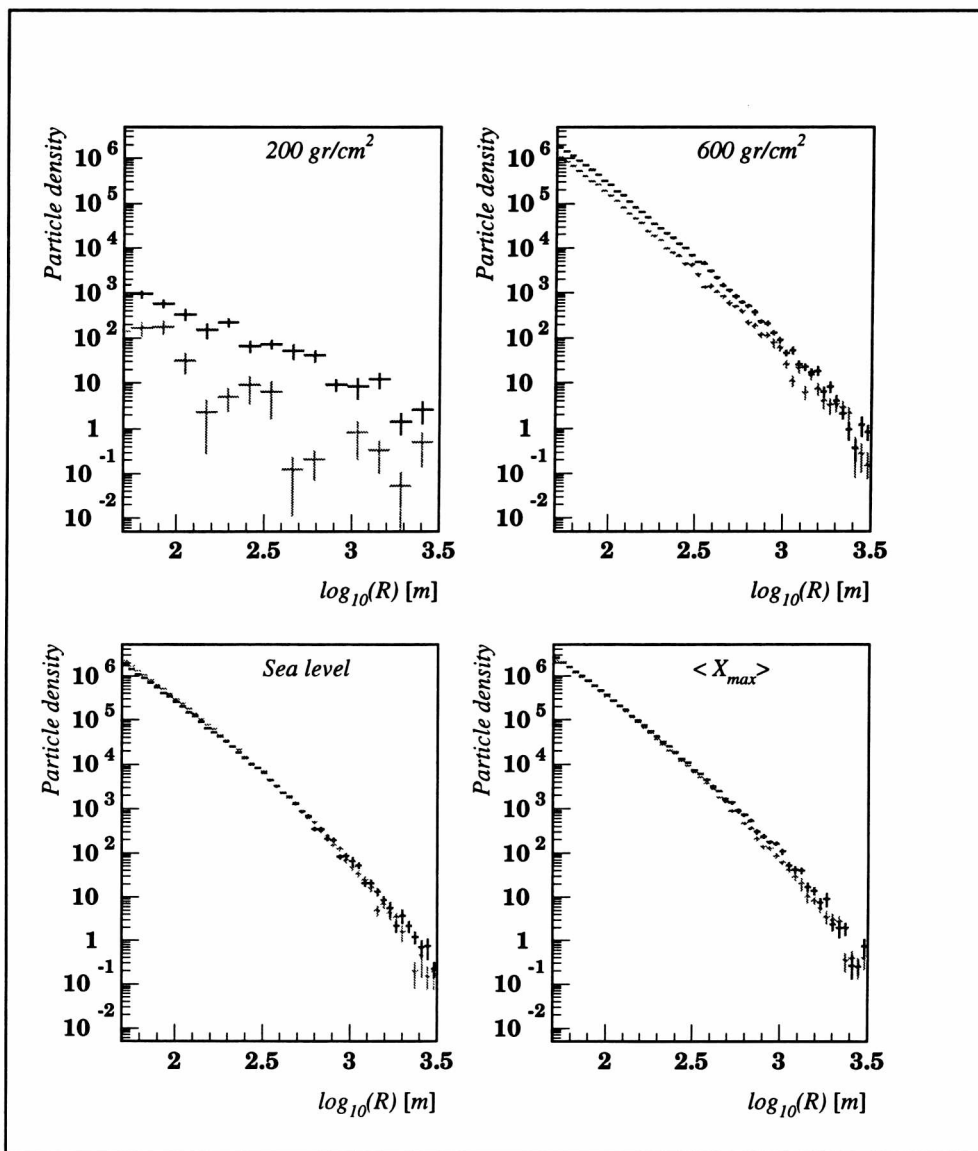


Figura 5.12: Comparación entre las distribuciones laterales de electrones obtenidas con AIRES+SIBYLL (gris), y AIRES+QGSJET (negro) para diferentes altitudes atmosféricas.

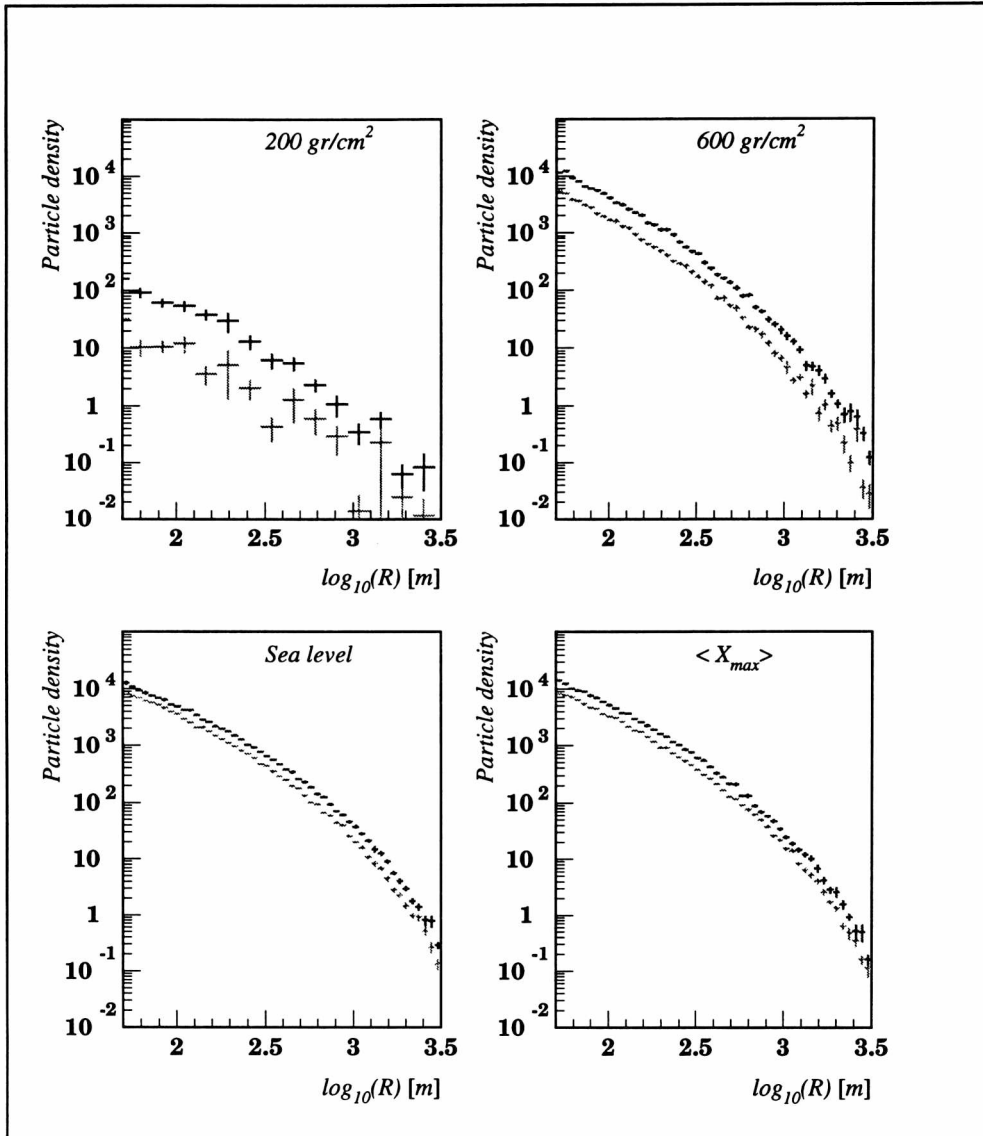


Figura 5.13: Igual que en la Fig. 5.12, para el caso de muones.

genera una compensación que tiende a reducir las diferencias en el número final de hadrones producidos durante el desarrollo de la lluvia, y por consiguiente, en el número final de electrones, gamas y muones generados a partir de decaimiento hadrónicos.

A simple vista, las distribuciones laterales de las partículas electromagnéticas son bastante similares en el valor del $\langle X_{\max} \rangle$ y a nivel del mar. Notemos además que, el valor del $\langle X_{\max} \rangle$ es diferente en cada modelo.

Sin embargo, un análisis más exhaustivo de las distribuciones obtenidas a nivel del suelo (primarios de 10 EeV) reveló que las distribuciones no son estrictamente coincidentes, el cociente entre las predicciones de SIBYLL y QGSJET depende de r , la distancia al *core*. En efecto, para electrones, dicho cociente varía desde 1.25, para pequeños valores de r , hasta 0.63 para $r \sim 1000$ m, siendo igual a 1 a $r \sim 350$ m. Un comportamiento similar se observa en los gamas donde las distribuciones laterales se intersectan en $r \sim 1000$ m. En el caso de los muones, QGSJET predice una mayor densidad para todas las distancias (Fig. 5.15). El cociente en este caso varía entre 0.74 en la región cercana al *core*, hasta 0.56 a 1000 m.

Las distribuciones de energía (Figs. 5.16, 5.17 y 5.18) permiten seguir la dinámica de la lluvia con sumo detalle.

Los gráficos correspondientes a 200 g/cm^2 revelan una importante fracción de energía (más de 1 TeV). En particular, esto se hace más evidente para electrones y gamas al comparar las distribuciones a 200 g/cm^2 con las obtenidas a nivel del mar, Figs. 5.16 y 5.18.

Finalmente, mediante un análisis detallado de las distribuciones de muones a nivel del mar (primarios 10 EeV), se observa que el cociente $dN/d\log E$ entre los valores predichos por SIBYLL y QGSJET no es constante, en el extremo de bajas (altas) energías del espectro toma el valor de 1 (0.8) alcanzando un mínimo de 0.54 alrededor de 250 GeV. Teniendo en cuenta que la energía de los primarios primarios corresponde al valor central del evento más energético detectado en la Tierra (300 EeV), el resultado anterior no varía demasiado, en particular, a altas energías el valor es prácticamente el mismo mientras que en el extremo de bajas energías crece hasta (Fig. 5.19).

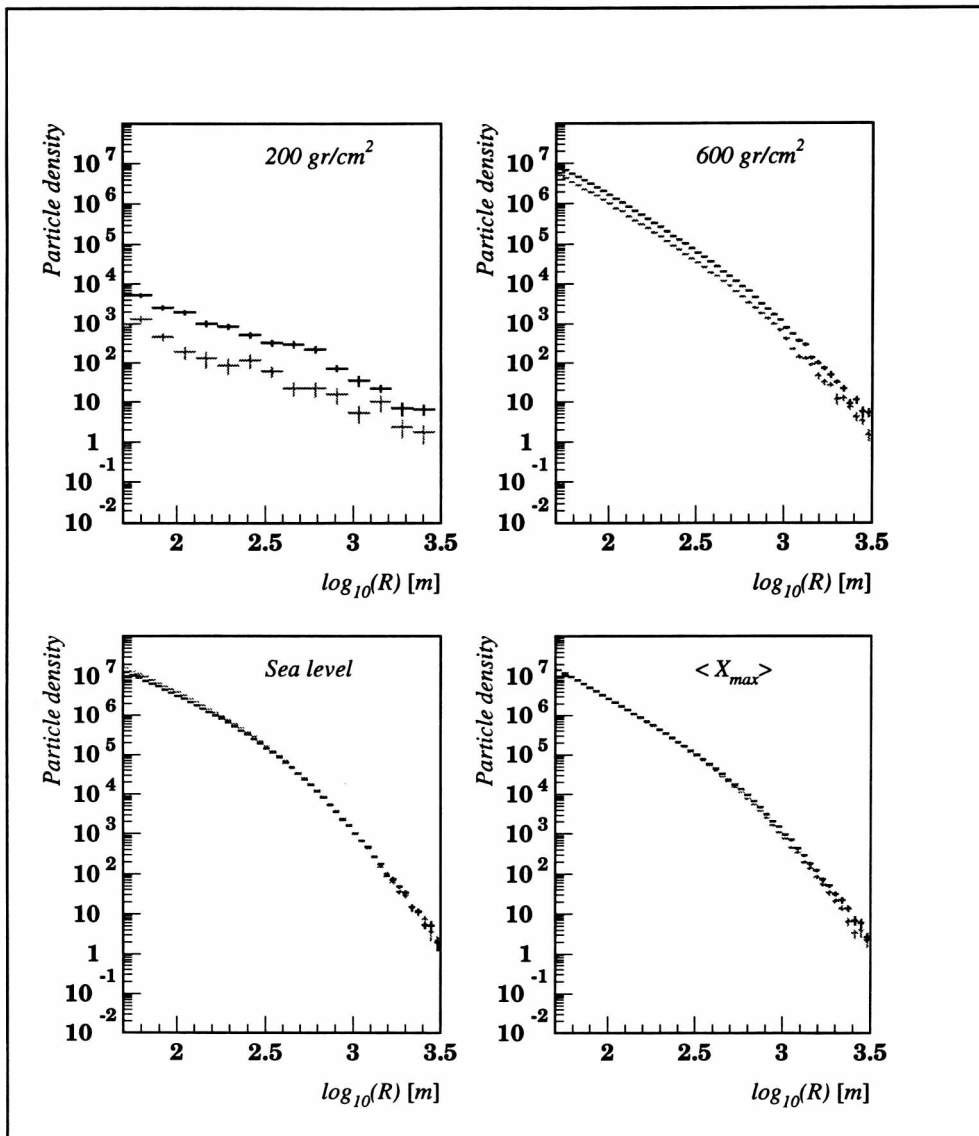


Figura 5.14: Igual que en la Fig. 5.12, para el caso de gamas.

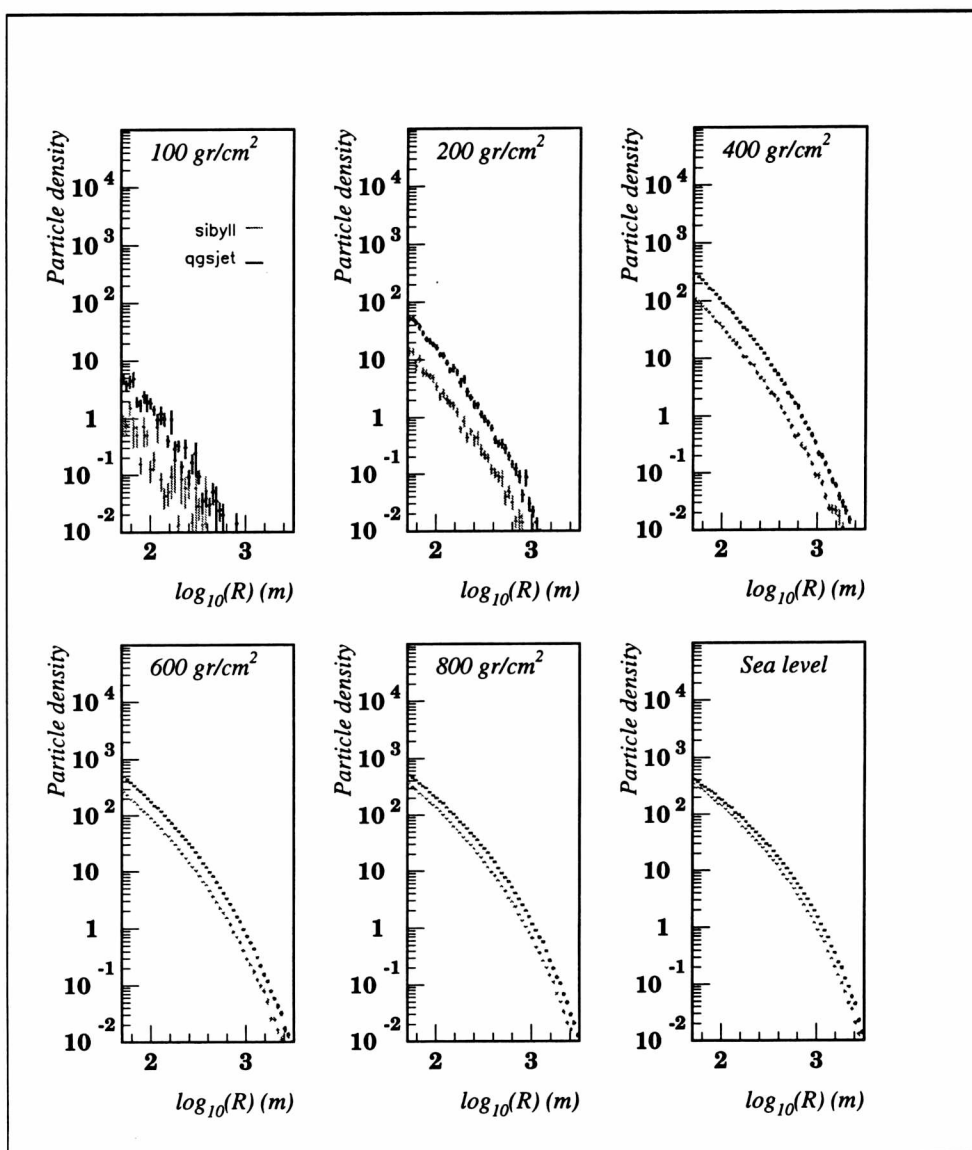


Figura 5.15: Comparación entre las distribuciones laterales de muones para lluvias iniciadas por protones de 10 EeV.

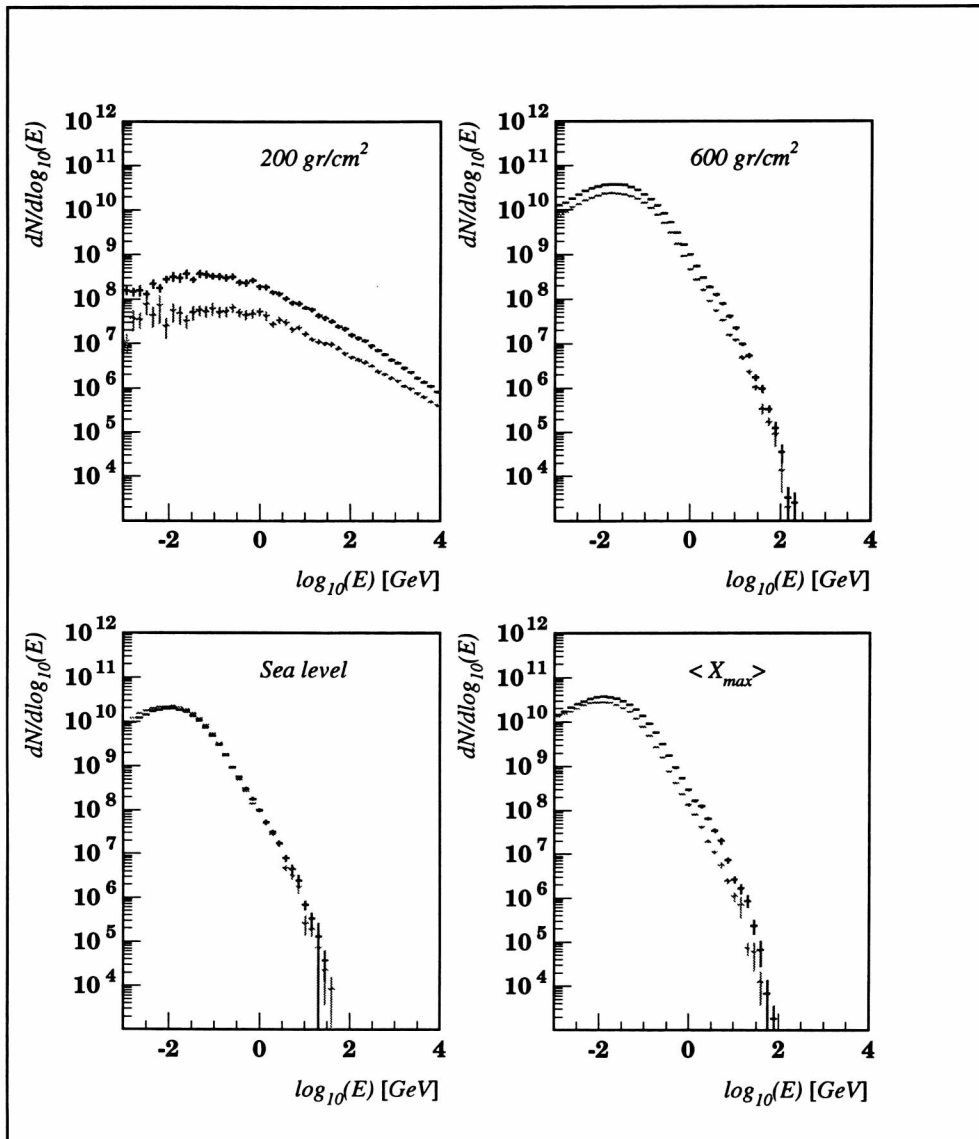


Figura 5.16: Distribuciones de energía de los electrones obtenidas con SIBYLL+AIRES (gris) y QGSJET+AIRES (negro) para diferentes altitudes.

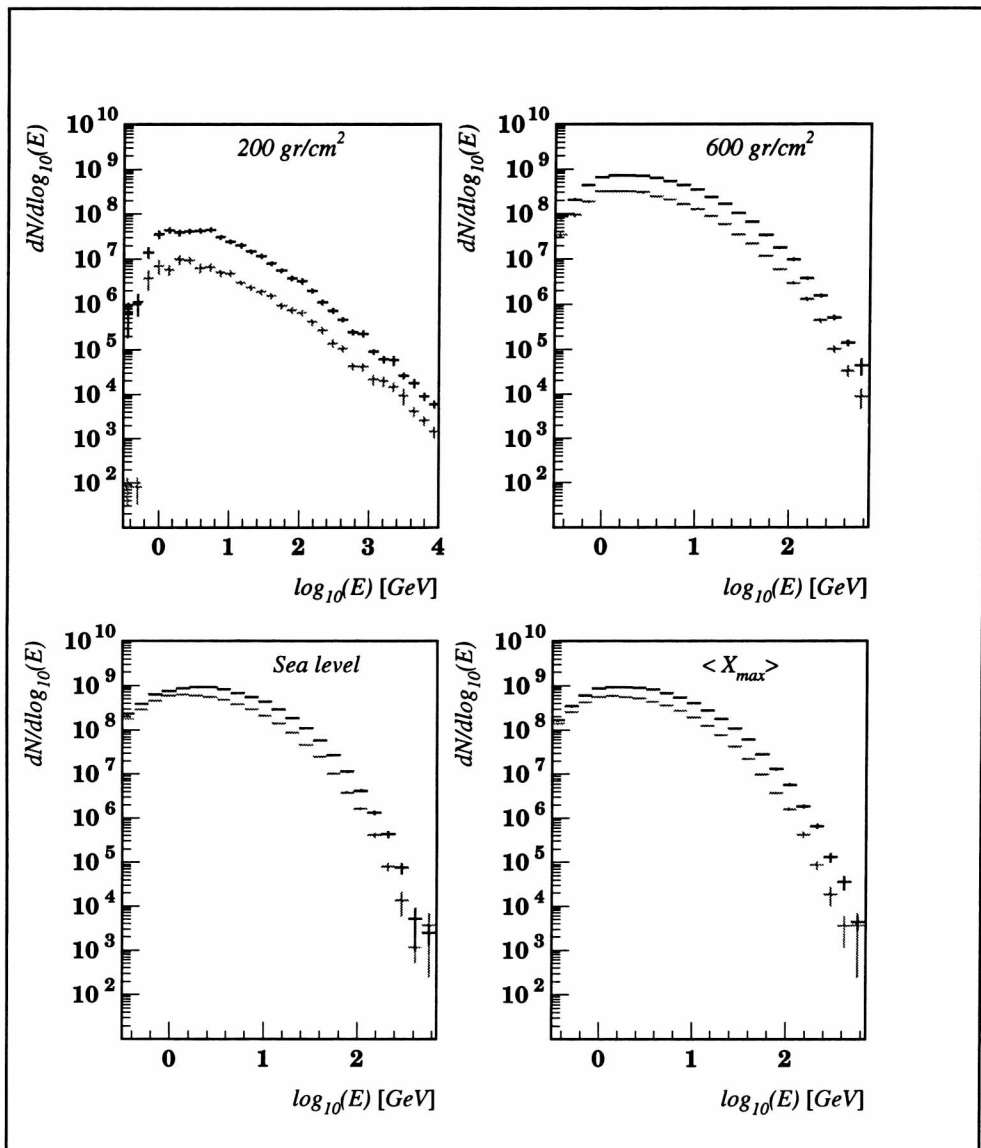


Figura 5.17: igual que en la Fig. 5.16 para el caso de muones.

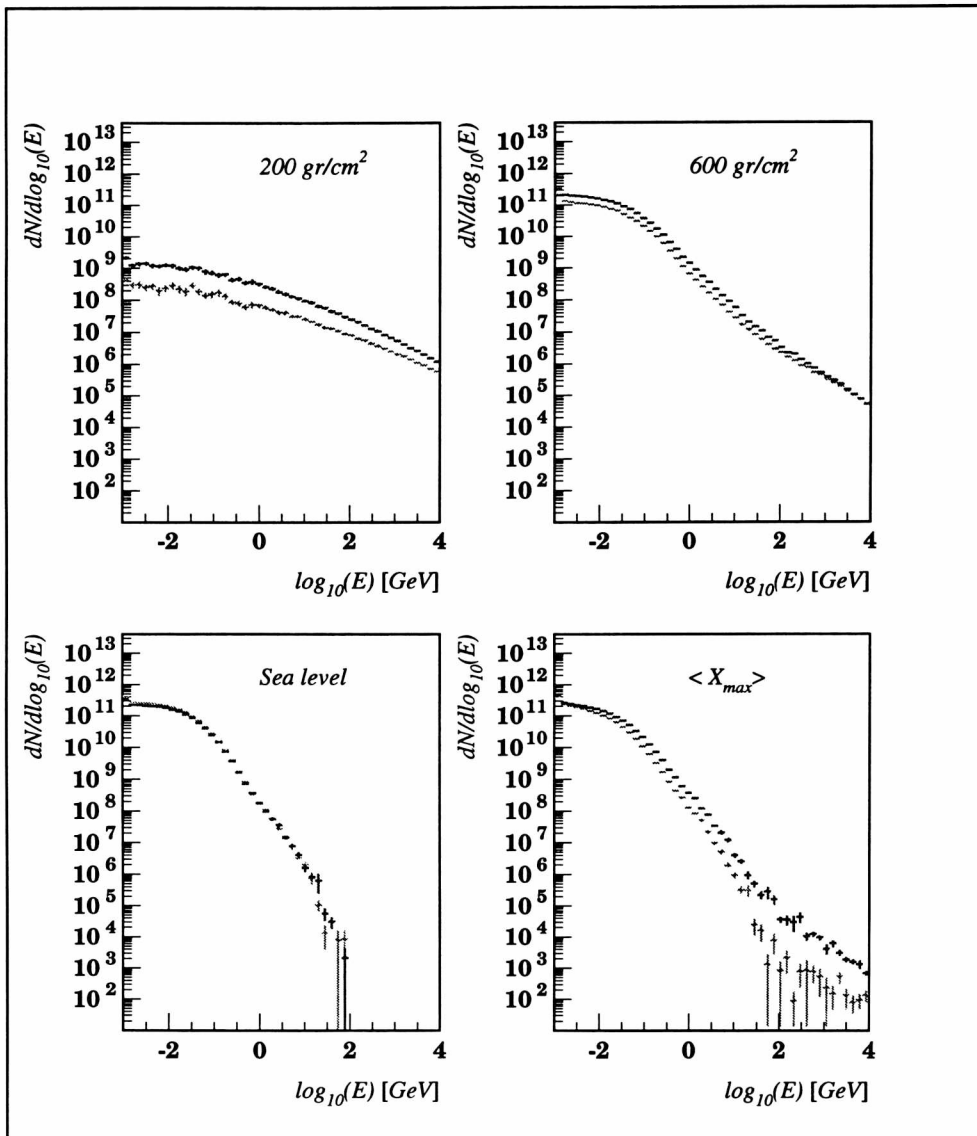


Figura 5.18: Igual que en la Fig. 5.16 para el caso de gamas.

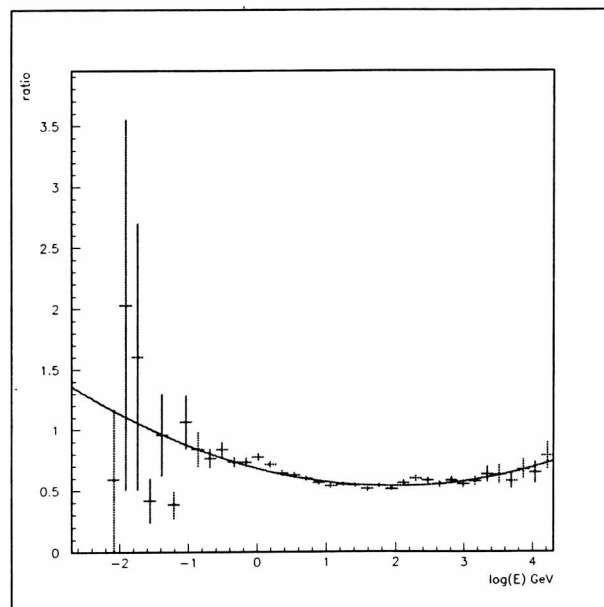


Figura 5.19: Cociente de $dN/d\log E$ entre los valores predichos por SIBYLL y QGSJET en el caso de muones. Energía del primario 300 EeV.

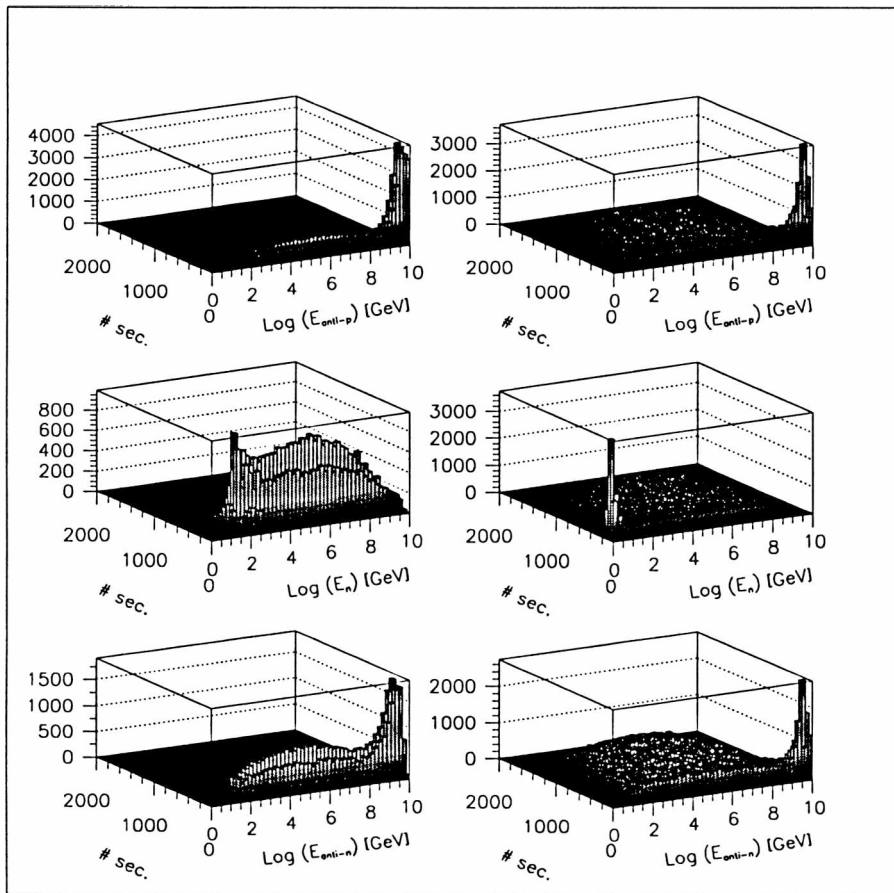


Figura 5.9: *Scatterings* $p\bar{p}$, energía de incidencia del \bar{p} 10 EeV. Se utilizan las mismas convenciones que en la Fig. 5.1.

Parte III

Coda

Contemporary astrophysics is faced by a number of acute problems.

One of them concerns dark matter, which one might (perhaps mischievously) qualify as the study of particles which should exist ... but until further notice, don't.

Ultra-high energy cosmic rays constitute the inverse problem: particles which do exist ... but perhaps shouldn't.

Ludwik Celnikier
Meudon Observatory, Paris
1996

El sello que los fotones primordiales imprimen en el espectro de energía representa hoy día la herramienta disponible más relevante para rastrear el origen de los rayos cósmicos ultraenergéticos, en particular, siempre que los tiempos de propagación sean menores que 3×10^8 yr, los rayos cósmicos por encima de 10^{20} eV se espera que estén ausentes en el espectro de energía. En efecto, las partículas que originalmente tenían energías por sobre el umbral de las reacciones dominantes (fotoproducción de piones o desintegración), como consecuencia de las interacciones con los fotones de 3K se apilan formando una especie de *bump* seguido de un abrupto *cut-off*. Las observaciones experimentales recientes han presentado un panorama diferente tras la detección de rayos cósmicos con energías muy superiores a 10^{20} eV. Ésto ha producido una gran actividad en el área, y es la motivación central de la Tesis que hemos desarrollado.

En la primera parte de la misma hemos presentado una revisión de los efectos del fondo cósmico de radiación en la propagación de nucleones y núcleos ultraenergéticos teniendo en cuenta la aproximación de pérdida continua de energía. Cálculos previos basados en esta aproximación, mostraban un *bump* muy pronunciado en el espectro de energía. En esta Tesis hemos refinado los cálculos con un tratamiento de los datos actuales para las secciones eficaces, obteniendo un *bump* apreciablemente menor. A partir de esto, hemos concluido que las críticas que la pérdida continua de energía mereció hasta ahora, pueden atribuirse a una pobre aproximación de la sección eficaz y no a las ecuaciones de evolución que determinan la modificación del espectro.

Si bien las ecuaciones de transporte que gobiernan la propagación de los rayos cósmicos ultraenergéticos pueden ser tan complicadas como se desee,

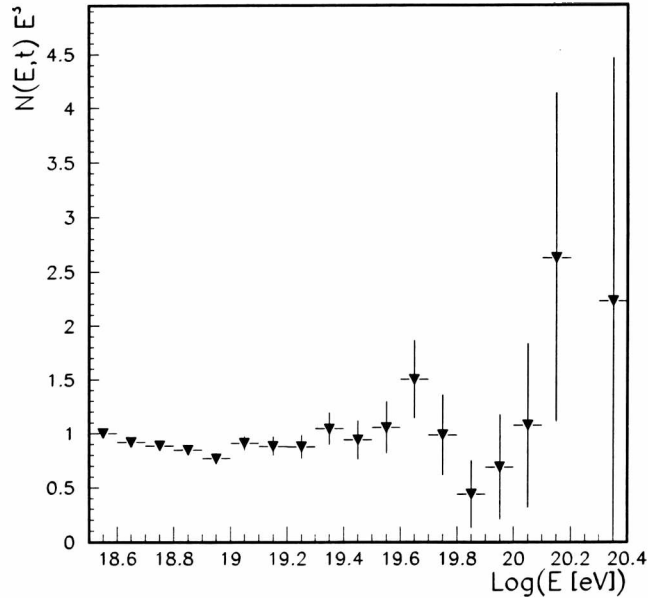


Fig. I: Flujo de energía $\times E^3$. El espectro está normalizado al flujo del evento correspondiente a $E = 10^{18.55}$ eV.

algunas suposiciones razonables permiten obtener resultados simples, en buen acuerdo con los obtenidos mediante detallados códigos numéricos. Estos resultados han sido de gran utilidad para un análisis detallado de la física del problema. En efecto, nuestro estudio sobre fuentes de hierro localizadas más allá de 2.6 Mpc permitió detectar una depresión delante del *bump* que nos llevó a concluir que los eventos al final del espectro (justo antes del *cutoff*) son del orden de un 50% más probables que aquellos en la depresión. La estructura del espectro, publicada recientemente por AGASA (Fig. I), sugiere la existencia de un primer *bump* (que puede ser explicado mediante el modelo universal de fuentes), y además, se insinúa un segundo *bump* de partículas; una fuente cercana de núcleos de hierro (localizada alrededor de 3 Mpc) permitiría explicar la continuación del espectro más allá del GZK *cutoff*. La limitada estadística existente hasta la fecha, permite presentar esto como una hipótesis que podrá ser testeada por experimentos en un futuro próximo.

La segunda parte de la Tesis ha sido dedicada al estudio de las interacciones hadrónicas. Las ideas teóricas en las que se basan las colisiones hadrónicas de altas energías son sumamente complicadas debido a la gran cantidad de variables involucradas. Sin embargo, el entendimiento de las mismas es crucial para el análisis de los datos registrados por los experimentos de rayos cósmicos ultraenergéticos y en particular los que proveerá el

Observatorio Pierre Auger.

Hemos realizado comparaciones de los modelos de interacción hadrónica incluidos en los códigos de simulación utilizados por los experimentos de rayos cósmicos: SIBYLL y QGSJET. En particular, se analizó la sensibilidad de los parámetros libres en estos modelos (ajustados para reproducir datos de experimentos de aceleradores, UA5), y los algoritmos que han sido extrapolados varios órdenes de magnitud. De nuestro análisis surge que las diferencias conceptuales entre los dos modelos tienen su manifestación más clara en el número de secundarios que varía marcadamente con la energía puesta en juego en la reacción.

Nuestro análisis sobre el desarrollo de las EASs permite obtener conclusiones de gran interés. En particular, hemos encontrado que la diferencia en el número de secundarios sigue siendo notoria aún después de las primeras generaciones de partículas. Ésto es el resultado directo del empleo de una menor inelasticidad en los algoritmos de SIBYLL respecto de los de QGSJET. La evolución de las distribuciones laterales y de energía permitió observar claramente como las diferencias se ven amortiguadas monótonamente, determinando perfiles similares al llegar a la superficie. Más aún, hemos mostrado que las diferencias observadas a nivel del mar dependen de la distancia al *core*. Por lo tanto, podemos concluir que es posible obtener información relevante respecto de las interacciones hadrónicas a partir de la medición de las densidades de partículas en regiones tanto alejadas como cercanas al centro de la lluvia. Esto puede ser llevado a cabo sólo si la nueva generación de experimentos de rayos cósmicos es diseñada con un rango dinámico adecuado.

Por otra parte, destaquemos que las mayores discrepancias entre los modelos, serán naturalmente reducidas con la ayuda de los datos que serán colectados por el *Large Hadron Collider* (LHC) en un futuro próximo.

En síntesis, a lo largo de treinta años, ingeniosas instalaciones alrededor de todo el mundo han permitido confirmar la existencia de partículas con energías por encima del GZK *cut-off* ($\approx 10^{20}$ eV). Sin embargo, este "puñado" de datos experimentales parecieran ser suficientes sólo para abrir nuestra curiosidad, mas no para dilucidar los misterios que encierran la naturaleza y origen de estas partículas. El Observatorio Pierre Auger promete una "lluvia" de datos observacionales, que auguran un periodo fascinante en la física de rayos cósmicos.



Fig. II: Un grupo de la Colaboración Auger en el sitio donde se instalará el Observatorio Sur, Mendoza, Argentina (foto del autor, septiembre 1996).

Parte IV

Apéndices y Bibliografía

Apéndice A

A.1 “Bottom up” models

Los AGNs son fuentes extragalácticas compactas de luminosidad intensa. Se supone que el motor central de la potencia de estos objetos es un agujero negro de Kerr supermasivo ($\approx 10^8 M_\odot$) + un disco de acreción [169]. La energía es generada por la atracción gravitacional de material que es calentado a altísimas temperaturas. A lo largo del eje de rotación del sistema son colimados dos *jets* ultrarelativistas de plasma formado por electrones y positrones por un mecanismo que aún no está bien establecido. Señales de la emisión de estos *jets* se han detectado en varios objetos por medio de observaciones con radiointerferómetros [170]. Las regiones localizadas de emisión intensa en radio, comúnmente llamadas *hot spots*, son identificadas con los puntos terminales de estos *jets*. Muchos de los objetos con *jets* en radio son emisores también de rayos γ [171]. Se especula que estos rayos γ de energía alta son producidos por protones o electrones de energía aún mayor, via mecanismo sincrotrón o Compton inverso.

La aceleración de partículas a energías ultra-relativistas en los *hot spots* es el resultado de sucesivos *scatterings* (de ida y vuelta) a través del frente de onda que se propaga por el medio. La deflexión de las partículas es debido a ondas de Alfvén (campo magnético turbulento) con longitud de onda igual al radio de giro de la partícula. Biermann y Strittmatter estudiaron estos procesos suponiendo que la densidad de energía por número de onda de la turbulencia magneto-hidrodinámica en el *hot spot* es del tipo de Kolmogorov [172]. Mediante el balance entre las ganancias y las pérdidas durante el proceso de aceleración difusiva, es posible obtener la máxima energía que predice el modelo para que protones ultraenergéticos puedan ser inyectados en el medio intergaláctico,

$$E_{p,\max} = 7.8 \times 10^5 \beta_{\text{jet}}^{3/2} u^{3/4} R_{\text{hs}}^{-1/2} B_{-5}^{-5/4} (1 + A a)^{-3/4} \text{ EeV} \quad (\text{A.1})$$

donde β_{jet} es la velocidad del *jet* en unidades de c , u es el cociente entre la

densidad de energía magnética turbulenta y la densidad de energía magnética homogénea en el *hot spot* (de radio R_{hs} medido en kpc), y B_{-5} es el campo magnético medido en unidades de 10^{-5} G. a es el cociente entre la densidad de fotones y la densidad de energía magnética y $A \approx 200$ representa una estimación de la importancia relativa de las interacciones γ - p contra la emisión sincrotrónica (valor prácticamente independiente de los parámetros de la fuente [172]). El modelo naturalmente predice un espectro de inyección en ley de potencias dado por, $Q(E_p) = \kappa E_p^{-\gamma}$, con ($E_{p,0} < E_p < E_{p,\text{max}}$), siendo $\kappa = (n_0/\gamma - 1) E_{p,0}^{1-\gamma}$ para $E_{p,\text{max}} \gg E_{p,0}$, y n_0 la densidad de partículas en la fuente [173].

A.2 Cen A

Cen A es una radiogalaxia identificada en las frecuencias ópticas con la galaxia NGC 5128. Es la radiogalaxia más cercana a la Tierra, a una distancia ≈ 3.5 Mpc, de acuerdo a trabajos recientes en cúmulos globulares. Observaciones en radio a diferentes longitudes de onda revelan una estructura compuesta por un núcleo central compacto, un *jet*, dos Lóbulos Internos, un Lóbulo Norte Medio, y dos Gigantescos Lóbulos Externos. Dicha morfología, juntamente con los datos de polarización obtenidos por Junkes *et al.* [174] y la distribución del índice espectral en radio a gran escala [175], sugieren la presencia de un AGN con un *jet* que forma un ángulo relativamente pequeño con la línea de la visual. La interacción de dicho *jet* con el medio interestelar e intergaláctico determinan la formación de los Lóbulos Internos y Medios respectivamente (ver Fig. A.1). El Lóbulo Norte Medio puede ser interpretado como una “*working surface*” al final del *jet*, una región que permite la formación de ondas de choque fuertes producidas por las colisiones con el plasma [177]. A partir del cociente entre el índice espectral de la emisión sincrotrónica del Lóbulo Norte Medio y el grado de polarización en dicha región, el valor estimado de u es aproximadamente 0.4. El tamaño del hot spot puede ser determinado por medio del mapa a gran escala obtenido por Junkes *et al.* [174]. Suponiendo que la distancia a la fuente es 3.5 Mpc, el valor obtenido es $R_{\text{hs}} \approx 1.75$ kpc. El campo de equipartición magnética es determinado a partir de observaciones en radio en la región *pre-shock*. La componente del campo paralela al *shock* se ve amplificada en la región *post-shock* por un factor de compresión ξ . En el caso de un frente de *shock* no relativista fuerte, $\xi \rightarrow 4$ [178], y por lo tanto, si $B_{\parallel} \sim B_{\perp}$, se tiene, $B \approx (\xi^{1/2} + 1)^{1/2} B_{\perp} \approx 5 \times 10^{-5}$ G. Los mapas de polarización [174] indican un claro aumento en la componente B_{\parallel} en el Lóbulo Medio Norte. El valor de β_{jet} es ≈ 0.3 [179], y podemos considerar para una fuente de

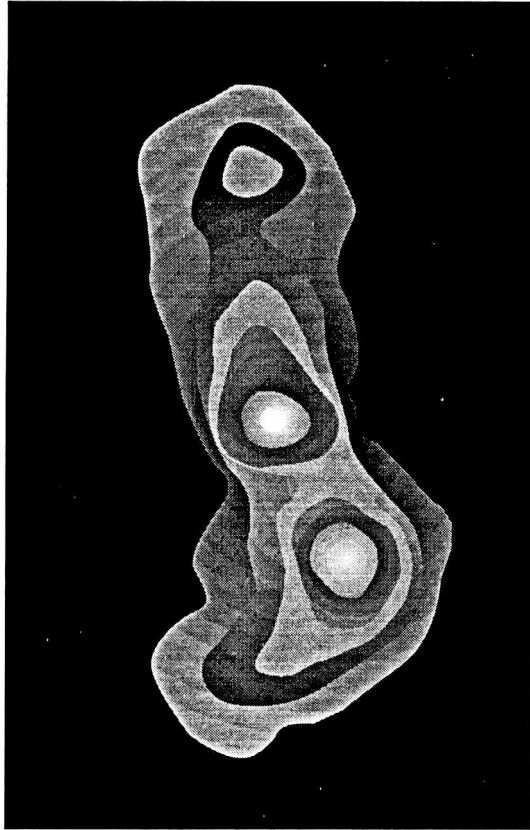


Figura A.1: Emisión del continuo de radio a 1420 MHz proveniente de la radiogalaxia Cen A. La temperatura de brillo varía entre .1K hasta 50K. El fondo de radio ha sido sustraído (los datos fueron tomados de [176]).

luminosidad débil como Cen A $a \approx 10^{-2}$. A partir de las observaciones a multifrecuencias de la radiación de sincrotrón producidas por la componente leptónica de las partículas aceleradas en la fuente, es posible deducir el índice para la ley de potencias en el espectro [180]. Utilizando el valor del índice espectral en radio [175] se obtiene, $\gamma = 2.2$. Con estos valores como input para los parámetros de la Eq. (A.1), el valor máximo de la energía de inyección de protones en el espacio intergaláctico es [181],

$$E_{p,\max} \approx 2.7 \times 10^{21} \text{ eV.} \quad (\text{A.2})$$

Mencionemos además que existen algunas observaciones que respaldan el modelo. En primer lugar, se detectaron rayos γ provenientes de Cen A en un rango de energía entre 300 - 3000 GeV [182], además, existe evidencia de un exceso de radiación cósmica entre 10^{15} - 10^{17} eV proveniente de esta region

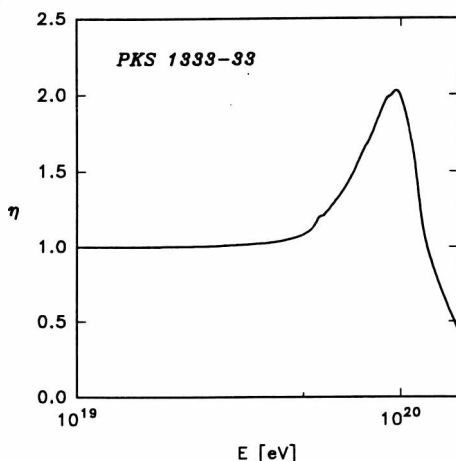


Figura A.2: Factor de modificación del espectro de rayos cósmicos de la radiogalaxia PKS 1333-33.

del cielo [183]. Es de esperar que, protones emitidos en Cen A lleguen a la Tierra con energías por encima de 100 EeV.

A.3 PKS 1333-33

La radiogalaxia PKS 1333-33 está compuesta de un núcleo compacto, dos *jets* simétricos y dos lóbulos de radio extendidos [184]. El núcleo ha sido identificado con la galaxia E1 IC 4296 que tiene un corrimiento al rojo de $z = 0.013$ [185]. La característica más interesante de esta fuente es, tal vez, una región intensa de emisión sincrotrón localizada en la parte externa del lóbulo este. Como en el caso de Cen A, esta región puede ser considerada como una “*working surface*” formada por la desaceleración del *jet*. Los valores de los parámetros de la ecuación (A.1) pueden estimarse según sigue: la velocidad del *jet* $\beta_{\text{jet}} \sim 0.2$, a partir de una relación entre la provisión de energía de la fuente y su edad aproximada, 10^7 yr [186]; el valor medio del radio de la región de aceleración, utilizando los mapas obtenidos por Killeen *et al.*, resulta $R_{\text{hs}} \approx 2.5h^{-1}$ kpc [184], el valor de u es aproximadamente 0.6 y $a \approx 0.01$. Teniendo en cuenta las consideraciones anteriores (con un valor típico para el campo magnético en el *hot spot*, $B_5 \sim 10$ [187]) la energía máxima de inyección resulta, $E_{p,\text{max}} \approx 6 \times 10^{20}$ eV. Asumiendo que los protones y los electrones toman el mismo índice espectral ($\gamma = 2.2$) [188] es fácil obtener el factor de modificación para el espectro, graficado en la Fig. A2.

Bibliografía

- [1] V. F. Hess, *Phys. Z.* **13**, 1804 (1912).
- [2] P. Auger *et al.*, *Comptes Rendus* **206**, 1721 (1938); P. Auger, *Rev. Mod. Phys.* **11**, 288 (1939).
- [3] D. J. Bird *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3401 (1993).
- [4] N. Hayashida *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3491 (1994).
- [5] D. J. Bird *et al.*, *Ap. J.* **441**, 144 (1995).
- [6] S. Yoshida *et al.*, *Astropart. Phys.* **3**, 105(1995).
- [7] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1990).
- [8] M. Nagano *et al.*, *J. Phys. Soc. Japan* **53**, 1667(1984).
- [9] R. M. Baltrusaitis *et al.* *Nucl. Instr. Meth. A* **240**, 410 (1985).
- [10] E. C. Loh, *Proc. Tokyo Workshop on Techniques for the Study of Extremely High Energy Cosmic Rays*, ed. M. Nagano, 105 (1993).
- [11] M. Teshima *et al.*, *Nucl. Phys. B (proc. Suppl.)* **28B**, 169 (1992).
- [12] J. Linsley, *25th Int. Cosmic Ray Conf.*, Durban, South Africa, 1997, eds. M. S. Potgieter, B. C. Raubenheimer & D. J. van der Walt, Vol.V, p.381; J. Linsley *et al.*, *25th Int. Cosmic Ray Conf.*, Durban, South Africa, 1997, eds. M. S. Potgieter, B. C. Raubenheimer & D. J. van der Walt, Vol.V, p.385.
- [13] J. F. Ormes *et al.*, *25th Int. Cosmic Ray Conf.*, Durban, South Africa, 1997, eds. M. S. Potgieter, B. C. Raubenheimer & D. J. van der Walt, Vol.V, p.273.

- [14] J. W. Cronin, *The Highest Energy Particles Produced in the Universe: Cosmic Rays*, seminario presentado en el Auger Project Workshop, Bariloche, Argentina, octubre de 1995.
- [15] A. A. Watson, *The Highest Energy Cosmic Rays: Recent Measurements and their Instrumentation*, seminario presentado en el Auger Project Workshop, Bariloche, Argentina, octubre de 1995.
- [16] The Auger Collaboration, Pierre Auger Project Design Report, 1995, Fermi National Accelerator Laboratory, <http://www-td-auger.fnal.gov:82>.
- [17] P. Sommers, *Mysteries of the highest energy cosmic rays: to be resolved by the Pierre Auger Observatory*, seminario presentado en el XIX Brazilian Meeting on Particles and Fields, Caxambu, Brasil, 1998.
- [18] A. W. Wolfendale, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **277**, 429 (1974).
- [19] H. J. Völk & P. L. Biermann, *Ap. J. Lett.* **333**, L65 (1988); R. Silberberg *et al.*, *Ap. J.* **363**, 265 (1990); P. L. Biermann, *Astron. Astrophys.*, **271**, 649 (1993).
- [20] N. N. Kalmykov & G. B. Khristiansen, *J. Phys. G* **21**, 1279 (1995).
- [21] V. S. Ptuskin *et al.*, *Astron. Astrophys.*, **268**, 726 (1993).
- [22] T. Stanev, P. L. Biermann & T. K. Gaisser, *Astron. Astrophys.* **274**, 902 (1993); P. L. Biermann, T. K. Gaisser & T. Stanev, *Phys.Rev. D* **51**, 3450 (1995).
- [23] P. O. Lagage & C. J. Cesarsky, *Astron. Astrophys.* **118**, 223 (1983); **125**, 249 (1983).
- [24] G. Cocconi, *Il Nuovo Cimento (Serie X)* **3**, 1433 (1956).
- [25] M. A. Lawrence, R. J. O. Reid & A. A. Watson, *J.Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **17**, 733 (1991).
- [26] J. Linsley, *Proc. VIII Int. Cosmic Ray Conf., Jaipur 1963*, (Commercial Printing Press, Ltd., Bombay, India, 1964-1965), Vol.IV, p.77.
- [27] T. A. Egorov, *Tokyo Workshop on Techniques for the Study of the Extremely High Energy Cosmic Rays*, ed. M. Nagano (Institute for Cosmic Ray Research, Tokyo, 1994), p.35.

- [28] T. Stanev, P. L. Biermann, J. Lloyd-Evans, J. P. Rachen & A. A. Watson, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3056 (1995).
- [29] P. A. Shaver & M. Pierre, *Astron. Astrophys.* **220**, 35 (1989).
- [30] N. Hayashida *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1000 (1996).
- [31] M. Nagano, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B**, 71 (1997).
- [32] L. J. Kewley, R. W. Clay & B. R. Dawson, *Astropart. Phys.* **5**, 69 (1996).
- [33] G. Cunningham *et al.*, *Ap. J. Lett.* **236**, L71(1980); J. Szabelski, J. Wdowczyk & A. W. Wolfendale, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **12**, 1443 (1986).
- [34] D. J. Bird *et al.*, astro-ph/9806096.
- [35] N. Hayashida *et al.*, astro-ph/9807045.
- [36] M. Takeda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1163 (1998); S. Yoshida & H. Dai, *J. Phys. G* **24**, 905 (1998).
- [37] M. Hillas, *Nature* **395**, 15 (1998).
- [38] G. R. Farrar & P. L. Biermann, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3579 (1998).
- [39] A. A. Penzias & R. W. Wilson, *Ap. J* **142**, 419 (1965).
- [40] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 748 (1966).
- [41] G. T. Zatsepin & V. A. Kuz'min, *Pis'ma Zh. Éksp. Teor. Fiz.* **4**, 114 (1966) [*JETP Lett.* **4**, 78 (1966)].
- [42] P. L. Biermann, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **B43**, 221 (1995).
- [43] J. P. Rachen, T. Stanev & P. L. Biermann, *Astron. Astrophys.* **273**, 377 (1993).
- [44] J. Linsley, L. Scarsi & B. Rossi, *Suppl. J. Phys. Soc. Japan* **17**, 91 (1962).
- [45] J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 146 (1963).
- [46] E. Fermi, *Phys. Rev.* **75**, 1169 (1949).
- [47] L. O'C. Drury, *Rep. Prog. Phys.* **46**, 973 (1983).

- [48] R. J. Protheroe, Presented at International School of Cosmic Ray Astrophysics: 10th Course: Toward the Millenium in Astrophysics: Problems and Prospects, Erice, Italy, 12-26 de junio 1996; astro-ph/9612212.
- [49] M. Milgrom & V. Usov, Ap. J. **449**, L37 (1995).
- [50] E. Waxman, Phys. Rev. Lett. **75**, 386 (1995).
- [51] M. Vietri, Ap. J. **453**, 883 (1995).
- [52] T. Stanev, R. Schaefer & A. Watson, Astropart. Phys. **5**, 75 (1996).
- [53] A. Dar, astro-ph/9811196.
- [54] T. Totani, astro-ph/9810206, astro-ph/9810207.
- [55] P. Bhattacharjee, C. T. Hill & D. N. Schramm, Phys. Rev. Lett. **69**, 567 (1992).
- [56] P. Bhattacharjee, G. Sigl, astro-ph/9811011.
- [57] C. T. Hill, D. N. Schramm & T. P. Walker, Phys. Rev. D **36**, 1007 (1987); P. Bhattacharjee, Phys. Rev. D **40**, 3968 (1989).
- [58] P. Bhattacharjee & G. Sigl, Phys. Rev. D **51**, 4079 (1995); ver además, C. T. Hill, Nucl. Phys. B **224**, 469 (1983).
- [59] V. Berezhinsky, *Ultra high energy cosmic rays from decaying superheavy particles*, seminario presentado en el workshop "Observing the Highest Energy Particles from Space", University of Maryland, 13-15 de noviembre de 1997; astr-ph/9801046.
- [60] A. J. Gill & T. W. B. Kibble, Phys. Rev. D **50**, 3660 (1994).
- [61] G. Sigl, K. Jedamzic, D. Schramm & V. Berezhinsky, Phys. Rev. D **52**, 6682 (1995).
- [62] T. W. Kephart, T. J. Weiler, Astropart. Phys. **4**, 271 (1996).
- [63] J. D. Swain, comunicación privada.
- [64] D. J. H. Chung, G. R. Farrar & E. W. Kolb, Phys. Rev. D **57**, 4606 (1998); I. F. M. Albuquerque, G. R. Farrar, E. W. Kolb, hep-ph/9805288.
- [65] G. Sigl, S. Lee, D. N. Schramm & P. Bhattacharjee, Science **270**, 1977 (1995).

- [66] F. Halzen, R. A. Vazquez, T. Stanev & V. P. Vankov, *Astropart. Phys.* **3**, 151 (1995).
- [67] R. J. Protheroe, P. A. Johnson, *Astropart. Phys.* **4**, 253 (1996).
- [68] D. Harari, comunicación privada.
- [69] L. A. Anchordoqui, M. T. Dova, D. Gómez Dumm & P. Lacentre, *Z. Phys. C* **73**, 465 (1997).
- [70] L. Gonzalez-Mestres, *25th Int. Cosmic Ray Conf.*, Durban, South Africa, 1997, eds. M. S. Potgieter, B. C. Raubenheimer & D. J. van der Walt, Vol. VI, p.113.
- [71] S. Coleman & S. L. Glashow, hep-ph/9808446.
- [72] M. S. Morris & K. S. Thorne, *Am. J. Phys.* **56**, 395 (1988).
- [73] L. A. Anchordoqui, *Mod. Phys. Lett. A* **13**, 1095 (1998); *Nuovo Cimento* (en prensa); L. A. Anchordoqui, S. E. Perez Bergliaffa & D. F. Torres, *Phys. Rev. D* **55**, 5226 (1997); L. A. Anchordoqui, D. F. Torres, M. L. Trobo & S. E. Perez Bergliaffa, *Phys. Rev. D* **57**, 829 (1998); L. A. Anchordoqui, A. G. Grunfeld & D. F. Torres, *Grav. & Cosm.* (en prensa).
- [74] D. F. Torres, G. E. Romero & L. A. Anchordoqui, *Mod. Phys. Lett. A* **13**, 1575 (1998) *Honorable Mention Gravity Foundation Research Awards 1998*; *Phys. Rev. D* **58**, 123001 (1998).
- [75] B. M. Peterson, *An Introduction to Active Galactic Nuclei* (Cambridge University Press, Cambridge 1997), p. 119.
- [76] L. A. Anchordoqui, M. T. Dova, L. N. Epele & J. D. Swain, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B**, 249 (1997).
- [77] L. A. Anchordoqui, M. T. Dova, L. N. Epele & J. D. Swain, *Phys. Rev. D* **55**, 7356 (1997).
- [78] E. W. Kolb & M. S. Turner *The Early Universe* (Addison-Wesley Publishing Company, 1990).
- [79] M. S. Turner, *Cosmology Solved? Quite Possibly!*, *Proc. Astron. Soc. Pacific*, (en prensa), astro-ph/9811364, *Cosmology Solved? Maybe*, *Proc. of the 5th IFT Workshop* (Gainesville, FL, 13 - 15 de marzo 1998), ed. P. Sikive, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* (en prensa), astro-ph/9811366;

Cosmology Solved? Maybe, Proc. of the 49th Yamada Conference: Black Holes and Relativistic Astrophysics (Kyoto, Japan, April 1998), ed. N. Sugiyama (Universal Academy Press, Tokyo, Japan), (en prensa), astro-ph/9811447.

- [80] A. M. Hillas, *Can. J. Phys.* **46**, S623 (1968).
- [81] E. Roulet, *Phys. Rev. D* **47**, 5247 (1993).
- [82] R. J. Protheroe, Presented at International School of Cosmic Ray Astrophysics: 10th Course: Toward the Millenium in Astrophysics: Problems and Prospects, Erice, Italy, 12-26 de junio 1996; astro-ph/9612213.
- [83] J. W. Elbert & P. Sommers, *Ap. J.* **441**, 151 (1995).
- [84] T. J. Weiler, preprint VAND-TH-97-8, hep-ph/9710431; D. Fargion, B. Mele & A. Salis, astro-ph/9710029.
- [85] E. Waxman, astro-ph/9804023.
- [86] L. A. Anchordoqui, G. S. Birman, S. E. Perez Bergliaffa & H. Vucetich, *Gen. Rel. Grav.* **28**, 701 (1996); L. A. Anchordoqui, D. F. Torres & H. Vucetich, *Phys. Lett. A* **222**, 43 (1996); L. Anchordoqui, *Trabajo de Diploma*, (UNLP, Argentina, agosto de 1995).
- [87] F. W. Stecker, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1016 (1968).
- [88] V. S. Berezinsky, *Yad. Fiz.* **11**, 399 (1970).
- [89] R. A. Shafer *et al.*, *Bull. Am. Phys. Soc* **36**, 1398 (1991).
- [90] H. P. Gush, M. Halpern, E. H. Wishnow, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 537 (1990).
- [91] H. Bethe & W. Heitler, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A146**, 83 (1934); G. Racah, *Nuovo Cimento* **11**, 461 (1934).
- [92] G. Blumenthal, *Phys. Rev. D* **1**, 1596 (1970).
- [93] J. P. Rachen & P. L. Biermann, *Astron. Astrophys.* **272**, 161 (1993).
- [94] I. Golyak, *Mod. Phys. Lett. A* **7**, 2401 (1992).
- [95] Particle Data Group, L. Montanet *et al.*, *Phys. Rev. D* **50**, 1173, 1335 (1994).

-
- [96] V. S. Berezinsky & S. I. Grigor'eva, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **93**, 812 (1987) [Sov. Phys. JETP **66**, 457 (1987)]; *Astron. Astrophys.* **199**, 1 (1988).
- [97] F. A. Aharonian & J. W. Cronin, *Phys. Rev. D* **50**, 1892 (1994); J. W. Cronin, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **28B**, 213 (1992).
- [98] S. Yoshida & M. Teshima, *Prog. Theor. Phys.* **89**, 833 (1993).
- [99] P. P. Kronberg, *Rep. Prog. Phys.* **57**, 325 (1994).
- [100] C. T. Hill & D. N. Schramm, *Phys. Rev. D* **31**, 564 (1985).
- [101] F. W. Stecker, *Nature* **342**, 401 (1989).
- [102] M. Abramowitz, I. A. Stegun, "Handbook of Mathematical Functions" (Dover, New York, 1970).
- [103] F. A. Aharonian, B. L. Kanevsky & V. V. Vardanian, *Astrophys. Space Sci.* **167**, 93 (1990).
- [104] S. Lee, FERMILAB-Pub-96/066-A.
- [105] B. Binggeli, G. A. Tammann & A. Sandage, *Astron. J.* **94**, 251 (1987).
- [106] M. T. Dova, L. Epele & C. Hojvat, *25th Int. Cosmic Ray Conf.*, Durban, South Africa, 1997, eds. M. S. Potgieter, B. C. Raubenheimer & D. J. van der Walt, Vol.VII, p.381.
- [107] M. T. Dova, L. Epele & C. Hojvat, en preparación.
- [108] L. A. Anchordoqui, M. T. Dova, L. N. Epele & J. D. Swain, *25th Int. Cosmic Ray Conf.*, Durban, South Africa, 1997, eds. M. S. Potgieter, B. C. Raubenheimer & D. J. van der Walt, Vol.VII, p.353.
- [109] L. A. Anchordoqui, M. T. Dova, L. N. Epele & J. D. Swain, *Phys. Rev. D* **57**, 7103 (1998).
- [110] J. L. Puget, F. W. Stecker & J. H. Bredekamp, *Ap. J.* **205**, 638 (1976).
- [111] F. W. Stecker, *Phys. Rev D* **180**, 1264 (1969).
- [112] V. S. Berezinsky & G. T. Zatsepin, *Yad. Fiz.* **13**, 797 (1971) [Sov. J. Nucl. Phys. **13**, 453 (1971)].
- [113] E. Hayward, *Rev. Mod. Phys.* **35**, 324 (1963).

- [114] *Higher Transcendental Functions*, (Bateman Manuscript Project), eds. A. Erdélyi et al. (McGraw-Hill, New York, 1955), Vol. I, p. 266.
- [115] F. W. Stecker, Phys. Rev. Lett. **80**, 1816 (1998); L. N. Epele & E. Roulet, Phys. Rev. Lett. **81**, 3295 (1998); F. W. Stecker, Phys. Rev. Lett. **81**, 3296 (1998).
- [116] L. N. Epele & E. Roulet, J. High. Energy Phys. 9810:009 (1998).
- [117] F. W. Stecker & M. H. Salamon, Ap. J. (en prensa), astro-ph/9808110.
- [118] E. Roulet, comunicación privada.
- [119] M. A. Malkan & F. W. Stecker, Ap. J. **496**, 13 (1998).
- [120] A. A. Watson, Nucl. Phys. B **28B**, 3 (1992).
- [121] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*, 2^{da} edición, (Cambridge University Press, 1992).
- [122] H. Y. Dari, K. Kasahara, Y. Matsubara, M. Nagano & M. Teshima, J. Phys. G **14**, 793 (1988).
- [123] R. S. Fletcher, T. K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, Phys. Rev. D **50**, 5710 (1994).
- [124] N. N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko & A. I. Pavlov, Nucl. Phys. B (Proc. Supp.) **B52**, 17 (1997); N. N. Kalmykov & S. S. Ostapchenko, Yad. Fiz. **56**, 105 (1993) [Phys. At. Nucl. **56**, 346 (1993)].
- [125] A. Capella, U. Sukhatme, C.-I. Tan & J. Tran Thanh Van, Phys. Rep. **236**, 225 (1994).
- [126] A. B. Kaidalov, Phys. Lett B **116**, 459 (1982); A. B. Kaidalov and K. A. Ter-Martirosyan, Phys. Lett. B **117**, 247 (1982); Yad. Fiz. **39**, 1545 (1984) [Sov. J. Nucl. Phys. **39**, 979 (1984)].
- [127] K. Werner, Phys. Rep. **232**, 87 (1993).
- [128] K. Hahn & J. Ranft, Phys. Rev. D **41**, 1463 (1990); J. Ranft, Phys. Rev. D, **51**, 64 (1995).
- [129] V. N. Gribov, Sov. Phys. JETP **26**, 414 (1968).

- [130] C. A. García Canal *Introduction a la physique des hadrons*, (Série des cours et conférences sur la physique des hautes energies, N° 16, Centre de Recherches Nucléaires et Université Louis Pasteur, Strasbourg, France, 1980).
- [131] G. Veneziano, *Nuovo Cimento* **57 A**, 190 (1968); *Nucl. Phys. B* **74**, 365 (1974), **B 117**, 519 (1976); *Phys. Lett. B* **52**, 220 (1974); *Phys. Rep.* **9**, 199 (1974); M. Ciafaloni, G. Marchesini & G. Veneziano, *Nucl. Phys. B* **98**, 472 (1975), **98**, 493 (1975).
- [132] G. 't Hooft, *Nucl. Phys. B* **72**, 461 (1974); E. Witten, *Nucl. Phys. B* **160**, 57 (1979).
- [133] V. A. Abramovskii, V. N. Gribov & O. V. Kancheli, *Yad. Fiz.* **18**, 595 (1973) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **18**, 308 (1974)]; L. V. Gibov, E. M. Livin, & M. G. Ryskin, *Phys. Rep.* **100**, 1 (1983).
- [134] X. Artru, *Phys. Rep.* **97**, 147 (1983); J. Scherk, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 123 (1975).
- [135] T. Sjöstrand, *Int. J. Mod. Phys. A* **3**, 751 (1988).
- [136] B. Anderson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, *Phys. Rep.* **97**, 31 (1983).
- [137] M. Banner *et al.*, *Phys. Lett. B* **41**, 547 (1972).
- [138] D. Cline, F. Halzen & J. Luthe, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 491 (1973).
- [139] UA1 Collaboration, C. Albajar *et al.*, *Nucl. Phys. B* **309**, 405 (1988).
- [140] UA1 Collaboration, G. Arnison *et al.*, *Phys. Lett. B* **118**, 167 (1982).
- [141] T. K. Gaisser & F. Halzen, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1754 (1985).
- [142] L. Durand, *Saturation of semihard processes and limitis on partons models for hadronic interactions*, Proceedings of the Summer Study on the Design and Utilization of the Superconducting Collider, Snowmass, Colorado, 1984, eds. P. Donalson & J. Morfin (Division of Particles and Fields of the American Physical Society, New York, 1985), p.258.
- [143] L. Durand & R. Lipes, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 637 (1968); T. T. Chou & C. N. Yang, *Phys. Rev.* **170**, 1591 (1968); *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1213 (1968); *Phys. Lett. B* **128**, 457 (1983).

- [144] L. Durand & H. Pi, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 303 (1987).
- [145] T. T. Wu & C. N. Yang, *Phys. Rev. B* **137**, 708 (1965); N. Byers & C. N. Yang, *Phys. Rev.* **142**, 976 (1966).
- [146] H. Bengtsson & T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* **46**, 43 (1987); T. Sjöstrand & M. van Zijl, *Phys. Rev. D* **36**, 2019 (1987).
- [147] A. Donnachie & P. V. Landshoff, *Phys. Lett. B* **332**, 433 (1994).
- [148] S. Ostapchenko, T. Thouw and K. Werner, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52**, 113 (1997).
- [149] G. Marchesini and B. R. Webber, *Nucl. Phys. B* **238**, 1 (1984).
- [150] G. N. Fowler, A. Vourdas, R. M. Weiner and G. Wilk, *Phys. Rev. D* **35**, 870 (1987); E. M. Friedlander and R. M. Weiner, *Phys. Rev. D* **28**, 2903 (1983).
- [151] B. Z. Kopeliovich, N. N. Nikolaev and I. K. Potashnikova, *Phys. Rev. D* **39**, 769 (1989).
- [152] G. M. Frichter, T. K. Gaisser and T. Stanev, *Phys. Rev. D* **56**, 3135 (1997).
- [153] A. B. Kaidalov, K. A. Ter-Martirosyan and Yu. M. Shabel'skii, *Yad. Fiz.* **43**, 1282 (1986) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **43**, 822 (1986)].
- [154] J. Hüfner and A. Klar, *Phys. Lett. B* **145**, 167 (1984).
- [155] R. J. Glauber, *Nucl. Phys. B* **21**, 135 (1970).
- [156] J. Knapp, D. Heck and G. Schatz, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B**, 136 (1997); Report FZKA 5828 (1996); D. Heck, J. Knapp, and G. Schatz, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B**, 139 (1997); G. Battistoni, hep-ph/9809588.
- [157] T. K. Gaisser *et al.*, *Phys. Rev. D* **47**, 1919 (1993).
- [158] A. S. Carroll *et al.*, *Phys. Lett. B* **80**, 319 (1979).
- [159] T. J. Roberts *et al.*, *Nucl. Phys. B* **159**, 56 (1979).
- [160] T. Hara *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 2058 (1983).
- [161] M. Honda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 525 (1993).

- [162] R. M. Baltrusaitis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52**, 1380 (1984).
- [163] T. K. Gaisser, comunicación privada.
- [164] S. J. Sciutto, *AIRES: A System for Air Shower Simulations*, Auger technical note GAP-98-032 (1998); disponible electrónicamente de: <http://www-td-auger.fnal.gov:82>.
- [165] A. M. Hillas, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **52B**, 29 (1997).
- [166] A. M. Hillas, en *Proc. of the 16th International Cosmic Ray Conference*, Tokyo, Japón, 1979 (University of Tokyo, Tokyo, 1979), Vol.8, p.7; *Proc. of the 17th International Cosmic Ray Conference*, Paris, Francia, 1981 (CEN, Saclay, 1981), Vol.8, p.183.
- [167] L. A. Anchordoqui, M. T. Dova, L. N. Epele & S. J. Sciutto, hep-ph/9810384.
- [168] C. Pryke & L. Voyvodick, (a ser publicado en, *Proc. of the 10th International Symposium on Very High Energy Cosmic Rays Interactions*, July 12-17, 1998, LNGS, Assergi, Italia). Auger technical note GAP-98-052 (1998); disponible electrónicamente de: <http://www-td-auger.fnal.gov:82>.
- [169] K. S. Thorne, R. H. Price & D. A. Macdonald, *Black Holes: The Membrane Paradigm* (Yale University Press, 1986), cap.IV.
- [170] M. C. Begelman, R. D. Blandford & M. J. Rees, Rev. Mod. Phys. **56**, 255 (1984).
- [171] D. Fichtel *et al.*, Ap. J. (Suppl.) **94**, 551 (1994).
- [172] P. L. Biermann & P. A. Strittmatter, Ap. J. **322**, 643 (1987).
- [173] A. R. Bell, Mon. Not. R. Astr. Soc. **182**, 147 (1978); **182** 443 (1978).
- [174] N. Junkes *et al.*, Astron. Astrophys. **269**, 29 (1993).
- [175] J. A. Combi & G. E. Romero, Astron. Astrophys. Suppl. **121**, 11 (1997).
- [176] C. G. T. Haslam, H. Stoffel, C. J. Salter & W. E. Wilson, Astron. Astrophys. **S47**, 1 (1982).
- [177] R. D. Blandford & M. J. Rees, Mon. Not. R. Astr. Soc. **169**, 395 (1974).

-
- [178] L. Landau & E. Lifchitz, *Fluid Mechanics* (Pergamon Press, Oxford, 1958).
- [179] S. J. Tingay *et al.*, (ASP Conference Series, eds. P. E. Hardee, A. H. Bridle & J. A. Zensus, 1996) Vol. 100, p.215.
- [180] A. G. Pacholczyk, *Radio Astrophysics* (Freeman, San Francisco, 1970).
- [181] G. E. Romero, J. A. Combi, S. E. Perez Bergliaffa & L. A. Anchordoqui, *Astropart. Phys.* **5**, 279 (1996).
- [182] J. E. Grindlay *et al.*, *Ap. J.* **197**, L9 (1975).
- [183] R. W. Clay, P. R. Gerhardy & D. F. Liebing, *Aust. J. Phys.* **37**, 91 (1984).
- [184] N. E. B. Killeen, G. V. Bicknell & R. A. Ekers, *Ap. J.* **302**, 306 (1986).
- [185] O. B. Slee, *Aust. J. Phys. Suppl.* **43**, 1 (1997).
- [186] N. E. B. Killeen & G. V. Bicknell, *Ap. J.* **324**, 198 (1988).
- [187] P. L. Biermann, Max-Planck-Institute für Radioastronomie, preprint No. 739.
- [188] L. A. Anchordoqui, G. E. Romero, S. E. Perez Bergliaffa & J. A. Combi, *Mod. Phys. Lett. A* **13**, 3039 (1998)..